ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 27 DÉCEMBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

SPECTROSCOPIE. — *Application à des molécules intéressantes de l'analyse nouvelle des spectres moléculaires. Quatrième loi de ces spectres.* Note de M. **HENRI DESLANDRES**.

I. La Note actuelle est la suite de mon avant-dernière Note du 14 décembre 1942, consacrée à l'explication simple de plusieurs particularités des molécules et aux 4 types principaux d'arrangement des atomes et électrons (1° A^2 ou A^n, El^2 ou El^n; 2° $El - El/p$; 3° $El_1 \times El_2$; 4° $El_1 - El_2$) qui, dans la molécule, émettent une fréquence. J'ai même annoncé une 4ᵉ loi, spéciale au 1ᵉʳ type, qui s'ajoute aux trois précédentes, plus générales, et a été présentée comme il suit : Dans la plupart des molécules, et des molécules organiques en particulier, la formule de constitution indique la division en deux parties, dont les nombres s' d'électrons activables ont une différence nulle ou égale à un petit nombre pair. L'ionisation intérieure peut alors intervenir pour assurer l'égalité des électrons activés et donc aussi des fréquences dans les deux parties.

En fait, presque toutes les molécules offrent plus ou moins simplement la division en deux parties également activées, ainsi que dans les molécules A^2 (A étant un atome) qui sont les plus simples. C'est un des premiers résultats de mon étude, signalé dans plusieurs Notes depuis 1930, et vérifié nettement par l'analyse des fréquences Raman. Or ces recherches sont aujourd'hui en bon état d'avancement surtout en Chimie inorganique, et je présente dans la Note actuelle l'ensemble des résultats acquis en Chimie organique et surtout dans les grandes divisions de la biochimie, les hydrocarbures, les glucides, les lipides et les protides, en mettant à part la chlorophylle qui est le composé le plus important. J'indiquerai dans chaque division les molécules qui ont paru les plus intéressantes, et surtout leur accord avec la 4ᵉ loi. Enfin j'examinerai avec soin les biocatalyseurs, vitamines et hormones, pour bien reconnaître si ces molécules spéciales sont astreintes aux lois des molécules ordinaires.

De nombreuses molécules organiques sont formées des quatre atomes H, C,

N, O et des groupes d'atomes CH, CH^2, CH^3, NH, NH^2 et OH, dont les nombres d'électrons activables par anneaux et sous-anneaux sont les nombres de 3 à 9. Il faut s'attendre à des radiations du 3e type $El_1 \times El_2$. D'autres molécules plus complexes offrent en plus des atomes classés parmi les 9 autres atomes plastiques (de l'atome Na à l'atome Ca), dont les premiers sous-anneaux et anneaux peuvent être activés seuls. Les nombres d'électrons activables sont alors les mêmes que dans le cas précédent.

Avec les molécules dont la constitution est connue, j'opère en général de la façon suivante : Je note le nombre des atomes en écartant d'abord les hydrogènes; si ce nombre est pair, j'ai immédiatement un premier point milieu de la molécule; puis, dans chaque moitié, j'ajoute le nombre des hydrogènes aux nombres d'électrons activables dans les premiers sous-anneaux et anneaux des autres atomes, et je compare les sommes des deux moitiés. Or, dans la très grande majorité des cas, la différence des deux sommes est nulle ou un petit nombre pair, égal ou inférieur à 8. C'est la 4e loi des spectres moléculaires. Si la différence est supérieure à 8, on déplace un peu le milieu du côté où la somme est la plus forte.

Lorsque le nombre des atomes autres que l'hydrogène est un nombre impair, on a une cause supplémentaire d'inégalité entre les deux parties; mais, finalement, dans la grande majorité des cas, la différence entre les deux nombres d'électrons activables est encore un petit nombre pair (2, 4, 6 ou 8).

J'ai admis que l'ionisation intérieure intervenait pour assurer l'égalité nécessaire des deux nombres d'électrons activés, ce qui a été vérifié par l'analyse des fréquences avec toutes les fréquences déjà assez nombreuses, dont le spectre Raman a été mesuré. L'ionisation finale sera considérée comme bien certaine seulement lorsque la preuve par le spectre Raman aura été apportée [1].

II. Je présente d'abord les hydrocarbures et leurs molécules dérivées, qui ont paru avoir le plus grand intérêt.

Les hydrocarbures aliphatiques ont les formules générales C^nH^{2n+2}, C^nH^{2n}, C^nH^{2n-2}, C^nH^{2n-4}, C^nH^{2n-6}, C^nH^{2n-8}. On voit immédiatement que les atomes C et les atomes H ont une différence des nombres d'électrons activés qui est un petit nombre pair. Or j'ai déjà publié l'analyse complète des 24 fréquences de l'*n* dodécane $C^{12}H^{26}$, qui est le plus lourd des hydrocarbures saturés dont le spectre Raman a été publié, et aussi l'analyse presque complète de l'isoprène C^5H^8, qui est le premier terme de l'importante série des terpènes [2]. Les deux molécules sont à première vue divisibles en deux parties dont les nombres d'électrons actifs ont une petite différence égale à -2 et $+2$, et deviennent égaux après une ionisation intérieure simple. Les 3 premiers types

---

[1] Les molécules organiques, dont le spectre Raman est à déterminer, sont encore nombreuses, et il faut écarter les spectres mesurés avec une faible précision.

[2] *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 98; 215, 1942, p. 5.

et même le 4e type d'arrangement des atomes et électrons pour l'émission d'une fréquence, brièvement rappelés ci-dessus, y sont représentés et l'analyse finale vérifie pleinement les prévisions tirées de la formule de constitution. A noter la fréquence ν746, signalée dans le 2e livre de Kohlrausch, commune aux hydrocarbures saturés, et égale à $d_1/6 \times 7 \times 2$, 6 et 7 étant les nombres d'électrons activables de CH^2 et de CH^3 et d_1 étant la constante universelle (²).

J'ajoute les molécules suivantes :

le myrcène $C^{10}H^{16}$, divisible d'après sa constitution en C^5H^9 et C^5H^7, dont les nombres d'électrons activables ont une différence égale à + 2 et conduisent aux nombres s' communs $18^{\pm}$, $28^{\pm}$, $38^{\pm}$ (³). La fréquence ν904 du myrcène est égale à $46 d_1/18 \times 3$ (³);

le linalol $C^{10}H^{18}O$, divisible en C^5H^9 et C^5H^9O, d'où l'on déduit, après l'ionisation, les nombres égaux d'électrons activés $21^{\pm\pm}$, $32^{\pm\pm\pm}$ et $43^{\pm\pm\pm\pm}$. La fréquence ν531 du linalol est égale à $21 d_1/42$, et $42 = 21 \times 2 = 6 \times 7$. Cette fréquence est rattachée à la fois au 1er type et au 3e;

le limonène $C^{10}H^{16}$, divisible en $C^5H^8—C^5H^8$, d'où les nombres égaux d'électrons activés 18, 28 et 38. Une de ses fréquences ν638 est égale à $54 d_1/18 \times 5$;

le bornéol $C^{10}H^{18}O$, divisible en C^5H^{10} et C^5H^{11}, d'où les nombres égaux d'électrons 21, $32^{\pm}$, $43^{\pm\pm}$;

le camphre $C^{10}H^{16}O$, divisible en C^5H^5O et C^5H^{11}, d'où les nombres égaux d'électrons activables $20^{\pm}$, 31 et $42^{\pm}$. La fréquence ν1239, commune au bornéol et au camphre, est égale à $70 d_1/20 \times 3$ et à $49 d_1/42$;

le caoutchouc naturel, dont la formule brute serait, d'après Harries, $C^{10}H^{16}$, divisible en deux parties égales. Or les nombres s' d'électrons activables de C^5H^8 sont 18, 28 et 38, et la fréquence la plus forte ν1670 est égale à $44 d_1/28$;

le caoutchouc synthétique, dont on connaît au moins 12 variétés, dont les propriétés principales et nécessaires sont la solubilité et la facilité de vulcanisation. L'union avec le soufre améliore le caoutchouc, et la molécule mère du caoutchouc vulcanisé serait (C^5H^8). Or la fréquence ν904, attribuée au caoutchouc, est à la fois un multiple de $d_1/18$ et $d_1/16$. Enfin la formule de l'ébonite, qui a la vulcanisation maxima, est $(C^5H^8S)^n$, et l'on peut prévoir une fréquence rattachée à 18^+ et 16^-, soit à $17^{\pm}$;

le carotène β, déjà présenté en décembre 1942, qui accompagne la chlorophylle et est une provitamine conduisant aux vitamines A_1 et A_2. La formule de constitution $C^{40}H^{56}$ est formée de deux parties identiques qui ont les mêmes nombres s' d'électrons activables, 68, 108 et 148, vérifiés par l'analyse de ses

(³) Je rappelle que les signes ± ajoutés à un nombre d'électrons annoncent une ionisation intérieure simple entre deux nombres d'électrons qui ont une différence égale à 2.

deux fréquences,

$$\nu\,1141 = 73\,d_1/68 + 0,4 \qquad \nu\,1524 = 43\,d_1/5 \times 6 - 1,1$$
$$= 116\,d_1/108 - 0,2 \qquad = 155\,d_1/108 - 0,9$$
$$= 215\,d_1/107 - 0,7 \qquad = 189\,d_1/148 - 0,5$$
$$= 217\,d_1/109 + 6,5$$

Kohlrausch a publié aussi la fréquence $\nu\,507$ égale à $20\,d_1/6 \times 7$ et commune au carotène α, à la xantophylle $C^{40}H^{56}O^2$, et au lycopène $C^{40}H^{56}$ (¹);

le squalène, abondant dans le foie de gros poissons de mer, $C^{30}H^{56}$, divisible en deux parties identiques;

la vitamine A_1, $C^{20}H^{30}O$, divisible en $C^{10}H^{16}$ et $C^{10}H^{14}O$, dont les nombres d'électrons activables sont respectivement 36, 56, 76 et 38, 60 et 82; d'où les nombres s' communs $37^{\pm}$, $58^{\pm\pm}$ et $79^{\pm\pm\pm}$;

la vitamine A_2, $C^{22}H^{32}O$, divisible en $C^{12}H^{14}$ et $C^{10}H^{15}O$, dont les nombres d'électrons activables sont 41, 65, 89 et 39, 61, 83, d'où les nombres s' communs sont $40^{\pm}$, $63^{\pm\pm}$ et $86^{\pm\pm\pm}$; mais, à ma connaissance, le spectre Raman de ces trois dernières molécules n'a pas encore été publié.

III. Tous les traités de Chimie signalent l'hydrocarbure triphénylméthyle $C^{19}H^{15}$ ou $C(C^6H^5)^3$, présenté comme offrant un carbone trivalent, alors que 200 000 molécules organiques ont un carbone tétravalent, et, *a priori*, il semble bien que cette assertion est fondée, puisque, d'après la formule, le carbone est uni à 3 radicaux, C^6H^5 monovalents. Or les lois du rayonnement moléculaire apportent une explication simple et différente de ce composé spécial. Les nombres d'électrons activables de $(C^6H^5)^3$ et de C sont 51, 87, 123 et 2, 4, 6. Si un électron de $(C^6H^5)^3$ se porte sur C, ces nombres deviennent 50, 86, 122 et 3, 5, 7. Or 5 est la 10ᵉ partie de 50; les conditions sont alors celles d'une fréquence émise du 2ᵉ type, du type ClH ou El — El/p, p étant égal à 10. La molécule ainsi divisée peut être stable; mais cette explication, pour être acceptée définitivement, devra être confirmée par l'analyse du spectre Raman.

Dans les Notes qui suivront, je continuerai l'étude des molécules organiques et des molécules qui forment les êtres vivants.

ÉLECTRICITÉ GÉNÉRALE. — *Sur une question de terminologie électrique.* Note (¹) de M. JOSEPH BETHENOD.

Depuis quelque temps une très fâcheuse coutume a tendance à se répandre dans le monde des électriciens et surtout des radioélectriciens. Elle consiste à substituer l'abréviation self au terme complet, seul correct, *self-inductance* ou *self-induction*. Limitée, il y a une vingtaine d'années, aux monteurs de T. S. F.

(¹) Les fréquences de cette Note sont tirées du second volume de Kohlrausch.

(¹) Séance du 15 novembre 1943.

et aux sapeurs radiotélégraphistes, elle a tendance à s'étendre actuellement à dès traités et publications qui sont par ailleurs de la plus haute tenue scientifique ou technique, au grand étonnement des savants et ingénieurs anglais et américains.

J'avais déjà proposé, un peu avant la guerre de 1914-1918, l'emploi des *termes auto-induction*, *auto-inductance*, à l'instar des expressions très répandues en électricité : *auto-excitation*, *auto-amorçage*, *auto-transformateur*, *auto-entretien*, et cette proposition a été retenue pour le *Vocabulaire Électrotechnique Français*. Elle ne visait d'ailleurs que la remise en usage d'expressions employées jadis par des auteurs français et tombées en désuétude vers 1880, sans doute devant le prestige des savants anglais de l'époque, de J. C. Maxwell en particulier. Ce regain de faveur aurait deux avantages :

Tout d'abord, le préfixe *auto* est très répandu en langue française, et l'on ne dit pas, par exemple, self-suggestion. Ensuite il ôterait l'envie à tous les usagers de le choisir comme abréviation de langage; je me permets donc d'insister devant l'Académie pour qu'elle appuie de son autorité la réforme que je propose à nouveau.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les anomalies magnétiques des dérivés halogénés organiques*. Note de M. **Paul Pascal**.

Nous avons déjà montré, vers 1910, que les dérivés halogénés présentaient deux sortes d'anomalies, troublant l'additivité du diamagnétisme atomique en combinaison.

La première est due à l'amorce d'une double liaison, manifestée dans les composés organiques, quand l'halogène voisine avec de l'hydrogène porté par un atome de carbone contigu; elle conduit à une chute faible du diamagnétisme, au plus égale à $5,45.10^{-6}$, qui est le terme correctif de la double liaison pure. La seconde anomalie est relative aux dérivés de toute nature, où plusieurs halogènes sont fixés à un même atome. C'est encore une chute du diamagnétisme qu'elle provoque, mais beaucoup plus considérable et parfois supérieure à l'appoint d'un des atomes ainsi fixés; elle croît au fur et à mesure qu'augmente le poids atomique ou le nombre des atomes d'halogènes contigus. Nous avions jadis émis l'hypothèse de contraintes interatomiques, équivalentes à l'établissement de liaisons multiples. Le fluor cependant, soit seul, soit associé à d'autres halogènes, n'apporte généralement qu'une perturbation négligeable.

Nous voudrions montrer que la dernière anomalie s'explique, et parfois de façon quantitative, par la déformation mutuelle des nuages électroniques contigus, au moins dans les composés organiques.

Les liaisons électroniques qui s'établissent entre le carbone et un halogène donnent au premier une structure voisine de celle de l'ion C^{++++} et au second la structure de l'ion X^-. Prenant alors pour rayons moyens de ces ions les valeurs R_C et R_X calculées par Pauling sur la base de la mécanique quantique, admettant en outre, en accord avec les données chimiques et l'analyse aux

rayons X, une symétrie tétraédrique pour les directions des liaisons autour du carbone, on peut calculer les distances $\delta_{A,B}$ qui séparent les centres de deux ions A et B, quand ils se touchent par leur surface limite.

1° *Composés du type* CX^4. — Quand les ions X^- sont au contact de l'ion C^{++++}, on a $\delta_{C,X} = R_C + R_X$ et le tétraèdre de leurs centres a pour arête

$$\delta_{X,X} = \sqrt{\frac{8}{3}}\,\delta_{C,X}.$$

Pour ne pas se toucher, les ions X^- devraient réaliser la condition $\delta_{X,X} > 2R_X$. Sinon on pourra définir ce que j'appellerai leur *pénétration mutuelle*, qui joue ici six fois,

$$\varpi_{X,X} = 2R_X - \delta_{X,X}.$$

Or on trouve pour les composés CX^4, R_C étant égal à 0, 15 Å :

X.	R_X.	$\delta_{C,X}$.	$\delta_{X,X}$.	$\varpi_{X,X}$.
F.........	1,36 Å	1,51 Å	2,47 Å	0,25 Å
Cl.........	1,81	1,96	3,20	0,42
Br.........	1,96	2,11	3,45	0,47
I.........	2,16	2,31	3,87	0,45

Mais un autre facteur intervient, qui est la *déformabilité* α des ions. Si l'on néglige vis-à-vis des autres celle du carbone ($\alpha_C = 0,0012.10^{-24}$), on constate que le déficit diamagnétique Δ varie presque proportionnellement à α_X et à $\varpi_{X,X}$; on trouve en effet pour les composés CX^4 :

X.	Δ (calculé).	α_X.	$\alpha_X.\varpi_{X,X}$ (en C.G.S.).	$\Delta : 6\alpha_X\varpi_{X,X}$ (moyenne).
F........	$4,1.10^{-6}$	$0,985.10^{-24}$	$0,24.10^{-32}$	$2,37.10^{20}$
Cl.......	21,0	3,54	1,49	2,35
Br.......	31,0	4,98	2,34	2,28
I........	50,4	7,56	3,40	2,47

on voit ici le rôle tout particulier que joue le fluor.

On peut donc définir la *pénétration* mutuelle de deux ions halogènes identiques par la formule

$$\varpi_{X,X} = \frac{\Delta.10^{-20}}{2,37.n.\alpha_X},$$

où n est le nombre des pénétrations mutuelles, dans la molécule présentant l'anomalie Δ. La quantité $\alpha_X.\varpi_{X,X}$ pourrait être appelée *l'écrasement* mutuel des ions contigus. Ce qui suit justifie le caractère général de cette définition.

2° *Composés du type* CX^3A. — En l'absence de données relatives à la structure des dérivés monofluorés ($A = F$), on peut hésiter pour eux entre deux structures limites, soit que les ions entourant le carbone forment encore un tétraèdre régulier, soit qu'ils soient tous les quatre à son contact.

Dans le premier cas, l'ion F^- trouve sa place sans toucher les autres, car

on a toujours $R_X + R_F < \delta_{X,X}$; dans le second cas, on trouve facilement

$$\delta_{F,X} = \sqrt{\delta^2_{X,C} + \delta^2_{F,C} + \frac{2}{3}\delta_{X,C}\cdot\delta_{F,C}}.$$

Il y aurait alors trois pénétrations des ions X et F (et trois pénétrations des ions X entre eux), car on a :

	$\delta_{F,X}$.	$R_F + R_X$.	$\varpi_{X,F}$.
$CFCl^3$..............	2,90 Å	3,17 Å	0,27 Å
$CFBr^3$..............	2,96	3,31	0,35
CFI^3..............	3,45	3,52	0,37

Quand le fluor est remplacé par un atome notablement plus petit, comme l'hydrogène ou le carbone d'un radical hydrocarboné, l'analyse aux rayons X, dans les composés CHX^3 ou RCX^3, révèle une légère déformation du tétraèdre des valences réduisant la pénétration mutuelle des ions X. En fait le calcul de celle-ci donne des valences nulles pour les ions F^- contigus, à peine plus faibles pour le chlore, au moins dans les dérivés non oxygénés, mais légèrement supérieures pour le brome. Il y a ici trois pénétrations mutuelles d'ions X.

$C^6H^4(OH)CF^3$.	$10^6\Delta = 0$	$\varpi_{F,X} = 0$ Å	$C^6H^5CCl^3$....	$10^6\Delta = 10,1$	$\varpi_{Cl,Cl} = 0,40$ Å
$C^6H^5CF^3$.....	0	0	$CO^2Et-CCl^3$.	7,0	0,28
$CHCl^3$.......	11,0	$\varpi_{Cl,Cl} = 0,44$	$CHBr^3$.......	20,2	$\varpi_{Br,Br} = 0,57$
$C(NO^2)Cl^3$...	10,7	0,43	$CO^2Et-CBr^3$.	18,3	0,51

3° *Composés du type* CX^3-CX^3. — Ces composés se rattachent immédiatement à la catégorie précédente et conduisent aux mêmes conclusions :

CCl^3-CCl^3..........	$10^6\Delta = 19,8$	$\varpi_{Cl,Cl} = 0,39$ Å
CBr^3-CBr^3..........	46,7	$\varpi_{Br,Br} = 0,66$
$CBrCl^2-CBrCl^2$......	26,3	$\varpi_{moyen} = 0,46$

4° *Composés des types* $CX^2=CX^2$; CHX^2-CHX^2 *et* $Ar-CHX^2$. — Malgré la plus grande liberté laissée en apparence aux ions X, leur pénétration reste du même ordre de grandeur que précédemment; le fluor conserve son rôle effacé; le brome paraît encore une fois plus écrasé que dans les dérivés CX^4 :

CHF^2CONH^2.	$10^6\Delta = 0$	$\varpi_{F,F} = 0$ Å	$C^6H^5CHCl^2$...	$10^6\Delta = 3,5$	$\varpi_{Cl,Cl} = 0,42$ Å
$CHBrFCO^2H$.	3,4	$\varpi_{F,Br} = 0,16$	$CHBr^2-CHBr^2$.	15,5	$\varpi_{Br,Br} = 0,66$
$CHCl^2-CCl^3$..	9,2	$\varpi_{Cl,Cl} = 0,27$	$CBr^2=CBr^2$...	14,8	0,62
$CHCl^2-CHCl^2$.	7,5	0,44	$CBrI=CBrI$...	16,8	$\varpi_{moy.} = 0,56$
CH^2Cl^2......	4,3	0,48	CH^2I^2........	6,9	$\varpi_{I,I} = 0,39$
$CCl^2=CCl^2$...	5,35	0,32	$CI^2=CI^2$.......	19,7	0,55

En résumé, l'anomalie diamagnétique Δ des composés organiques polyhalogénés s'explique par la déformation mutuelle des atomes d'halogène au contact, sans avoir besoin, pour son interprétation, d'une altération appréciable de la symétrie tétraédrique du carbone. L'écrasement mutuel des ions réduit

le rayon a des orbites électroniques superficielles de la formule de Langevin

$$\chi_A = -\frac{Ne^2}{6mc^2}\sum a^2,$$

et produit ainsi une baisse Δ de la susceptibilité moléculaire. Inversement, la détermination du terme correctif Δ permet de se rendre compte des contraintes interatomiques. Nous nous proposons de généraliser ce mode de calcul aux dérivés minéraux.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre Secrétaire d'État a l'Éducation Nationale** prie l'Académie de lui présenter une liste de trois candidats à l'emploi de Chimiste en chef de l'Administration des *Monnaies et Médailles,* vacant depuis le 1er novembre 1943.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Louis Gallien. *Le Parasitisme* (présenté par M. M. Caullery).

2° *Faune de l'Empire français.* II. *Mammifères ongulés de l'Afrique noire.* Première partie. *Famille des Bovidés* (*Buffles*, *Antilopes*, *Gazelles*), par M. Paul Rode (présenté par M. L. Fage).

MÉCANIQUE ANALYTIQUE. — *Sur un principe de la dynamique lié à l'invariant intégral de Poincaré-Cartan.* Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Élie Cartan.

Considérons un système matériel (M) à liaisons holonomes, parfaites, admettant n degrés de liberté (q_i) et soumis à des forces *ne dérivant pas d'un potentiel et pouvant même dépendre des vitesses.* A la base de la dynamique de tels systèmes, on peut placer un principe d'invariance réalisant une extension du « principe généralisé de la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie » de M. Élie Cartan ([1]).

1. Sous leur forme lagrangienne, les équations de la dynamique du système (M) peuvent s'écrire

$$(1) \qquad \frac{dq_i}{dt} = q'_i, \qquad \frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial q'_i} - \frac{\partial L}{\partial q_i} = Q_i \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

où L désigne un lagrangien pouvant éventuellement se réduire à la demi-force vive T de (M) et où les Q_i sont des fonctions déterminées des q_i, des q'_i et du

([1]) *Leçons sur les invariants intégraux*, Paris, 1922.

temps t. Nous désignerons par E l'espace-temps de configuration (q_i, t) à $(n+1)$ dimensions, par $\mathcal{E}$ l'espace des états à $(2n+1)$ dimensions du système (M), par (M′) un système matériel mécaniquement identique à M, mais soumis à des forces telles que $Q_i=0$. Une trajectoire de (M) est une courbe de $\mathcal{E}$ solution du système différentiel (1). Soit S l'action hamiltonienne

$$S=\int_{t_0}^{t_1} L\,dt,$$

évaluée sur un arc de trajectoire de (M). En évaluant la variation de S pour une variation arbitraire de cet arc, extrémités comprises, on obtient, par un calcul classique et compte tenu de (1),

$$(2)\qquad \delta S=[\omega(\delta)]_1-[\omega(\delta)]_0-\int_{t_0}^{t_1}\Sigma Q_i\,\delta q_i\,dt,$$

où les éléments

$$\omega(\delta)=\Sigma p_i\,\delta q_i-H\,\delta t;\qquad p_i=\frac{\partial L}{\partial q_i'};\qquad H=\Sigma p_i q_i'-L$$

sont relatifs au système (M′). Soit alors $\mathfrak{T}$ un tube engendré par une suite continue fermée de trajectoires de (M). Sur chaque trajectoire limitons un arc $\widehat{P_0P_1}$ dont les extrémités engendrent deux courbes fermées C_0 et C_1 et désignons par $\mathfrak{T}_0^1$ la portion de $\mathfrak{T}$ limitée par C_0 et C_1. En intégrant les deux membres de (2) sur la suite continue fermée de trajectoires, on obtient

$$(3)\qquad \int_{C_1}\omega(\delta)-\int_{C_0}\omega(\delta)=\iint_{\mathfrak{T}_0^1}\Sigma Q_i\,dq_i\,dt.$$

Par application de la formule de Stokes, il vient

$$(4)\qquad \iint_{\mathfrak{T}_0^1}\Sigma\,dp_i\,dq_i-dH\,dt+\Sigma Q_i\,dq_i\,dt=0,$$

où $\mathfrak{T}_0^1$ est limité à deux courbes fermées C_0 et C_1 arbitraires.

2. Étant donné un système différentiel

$$\frac{dx_1}{X_1}=\frac{dx_2}{X_2}=\ldots=\frac{dx_m}{X_m},$$

nous dirons que nous avons pour ce système une *relation intégrale d'invariance*, s'il existe une relation de la forme

$$\iint_{\mathfrak{T}_0^1}\Omega=0,$$

où Ω désigne une forme différentielle extérieure et où $\mathfrak{T}_0^1$ est engendré par des arcs de courbes intégrales du système issus d'un domaine arbitraire D_0. La relation sera dite relative ou absolue selon que le domaine D_0 devra être fermé ou non. Lorsque Ω est une différentielle exacte, une relation intégrale relative donne naissance à un invariant intégral relatif. Nous venons de

montrer que le système (1) admet la relation intégrale relative d'invariance (4). Il me reste à montrer que la distinction entre les relations intégrales relatives et absolues n'est pas essentielle, comme il apparaîtrait *a priori* : en particulier le système (1) admet (4) comme relation absolue.

3. Inversement on montre aisément que, parmi tous les systèmes différentiels de la forme

$$\frac{dp_i}{\pi^i} = \frac{dq_i}{} = \frac{dt}{\tau},$$

le seul qui admette la relation intégrale d'invariance (4) ou le seul pour lequel la formule (3) soit valable est le système

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} + Q_i, \qquad \frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i},$$

équivalent au système (1). Si l'on prend pour C_0 et C_1 des suites fermées d'états simultanés relatifs aux instants t_0, t_1 on obtient, à partir de la formule (3),

$$\int_{C_1} p_i\, dq_i - \int_{C_0} p_i\, dq_i = \int_{t_0}^{t_1} dt \int_C \Sigma Q_i\, dq_i,$$

la courbe fermée C correspondant à l'instant t. Si les Q_i dérivent d'un potentiel $U(q_i, t)$, on obtient immédiatement l'invariant de Poincaré.

En résumé, on peut mettre à la base de la dynamique le principe suivant : *les mouvements d'un système matériel à liaisons holonomes, parfaites, sont régis par des équations différentielles du* 1er *ordre entre les paramètres de position, de vitesse et le temps; ces équations sont caractérisées par la propriété suivante : étant donnée une suite fermée d'états, si l'on déplace arbitrairement ces états le long de leurs trajectoires respectives, l'intégrale*

$$\iint \Sigma\, dp_i\, dq_i - dH\, dt + \Sigma Q_i\, dq_i\, dt,$$

étendue à la surface ainsi balayée, est toujours nulle. On peut mettre ce principe sous une forme indépendante du mode de repérage de l'espace-temps de configuration, lorsque les Q_i *sont de la forme*

$$Q_i = R_i + \Sigma S_{ij} q'_j,$$

les R_i *et* S_{ij} *ne dépendant que de* q_i *et de* t *et les* S_{ij} *étant antisymétriques.*

RELATIVITÉ. — *Sur l'électromagnétisme des milieux polarisés; définition d'un tenseur de Maxwell asymétrique.* Note [1] de M. **Olivier Costa de Beauregard.**

I. L'électromagnétisme des milieux polarisés déduit, soit de la considération de dipôles et de courants particulaires, soit de la théorie des électrons

---

[1] Séance du 6 décembre 1943.

de H. A. Lorentz, a une interprétation macroscopique et statistique; on peut chercher à définir un électromagnétisme des milieux polarisés proprement continus, et à confronter ses résultats avec ceux de la théorie du fluide statistique attachée à la théorie de l'électron magnétique de Dirac.

Les équations relativistes de l'électromagnétisme des milieux polarisés sont

$$(1)\ \partial_k \overline{H}^{ik}=0,\quad (2)\ \partial_k F^{ik}=j^i,\quad (3)\ f^i=H^{ik}j_k,\quad (4)\ F^{ij}=H^{ij}+m^{ij},\quad (5)\ j^i=k^i+\partial_k m^{ik}$$

$(i, j, k, l=1, 2, 3, 4)$; u, v, w désignant une permutation circulaire des indices d'espace 1, 2, 3, l'*induction magnétique* est $B^w=H^{uv}$ et le *champ électrique* $E^u=iH^{u4}$; le *champ magnétique* est $H^w=F^{uv}$ et l'*induction électrique* $D^u=iF^{u4}$; enfin les *densités de moment magnétique* et *électrique* sont respectivement $\mathcal{H}^u=-m^{vw}$ et $\mathcal{E}^u=im^{u4}$. D'une manière générale, $\overline{T}$ désignera le dual d'un tenseur antisymétrique T.

Dans un premier travail sur la question, nous avions cru naturel d'admettre que, dans un électromagnétisme des milieux continus, le *courant électrique total* j_i diffère du courant de convection cinématique fin, qui est du genre temps; nous avions constaté qu'en Théorie de Dirac, au contraire, le courant électrique total $\psi^\times\gamma^i\psi$ est du genre temps, et coïncide avec le *vrai courant matériel* de notre dynamique des milieux doués de spin ([2]). Nous voulons montrer ici que deux arguments convergents d'électromagnétisme classique conduisent à attribuer au *courant électrique total* de la théorie des milieux continus les mêmes propriétés qu'en Théorie de Dirac ([3]), ce qui conduit à assimiler le courant k^i au *faux courant* de notre dynamique des milieux doués de spin.

Si, v^u désignant la vitesse ordinaire du fluide, le courant électrique *total* ne pouvait être mis sous la forme $j^u=qv^u$, $j^4=icq$, ou, ce qui revient au même, si le quadrivecteur j^i n'était pas tangent aux lignes de courant d'Univers, la charge électrique *totale* d'une portion matérielle du fluide suivie dans son mouvement ne serait pas conservative. Dans la même hypothèse, la composante f^4 du quadrivecteur f^i ne représenterait pas, au facteur i/c près, la *densité de puissance* $\vec{f}.\vec{v}$ acquise par le fluide sous l'action de la densité de force f^u, car la relation $\vec{f}.\vec{v}=\vec{j}.\vec{E}$ ne serait plus conséquence de la formule de Lorentz.

II. En électromagnétisme général des milieux polarisés, le tenseur M^{uv} primitivement défini par Maxwell et Heaviside n'est pas symétrique. Une densité de couple pondéromoteur $\mu^{uv}\equiv M^{vu}-M^{uv}$, d'expression

$$(6)\qquad \mu^{uv}=\left[\vec{H}\wedge\vec{B}+\vec{E}\wedge\vec{D}\right]^{uv}=\left[\vec{H}\wedge\vec{\mathcal{H}}+\vec{E}\wedge\vec{\mathcal{E}}\right]^{uv},$$

([2]) *Contribution à l'étude de la Théorie de Dirac*, Chap. IV, Paris, 1943.

([3]) Ceci réduit à néant un paradoxe que nous avions cru devoir signaler, et précise un point de la théorie que nous nous proposons de définir. Nous maintenons entièrement ce que nous disions sur l'incompatibilité de droit et de fait de *l'électromagnétisme selon Dirac* avec la théorie classique, notamment en ce qui concerne la question du moment pondéromoteur propre.

se trouve donc prévue (4); c'est l'intégrale de cette grandeur qui fournit le couple directeur des aimants et des diélectriques, bien connu expérimentalement. Minkowski a donné l'expression relativiste du tenseur M^{ij}, qui est

$$(7) \qquad M^{ij} = \frac{1}{2}(\overline{F}^{ik}\overline{H}^{j}_{k} - H^{ik}F^{j}_{k}) \equiv - H^{ik}F^{j}_{k} + \frac{1}{4}(F^{kl}H_{kl})\,\delta^{ij},$$

et il a montré que, dans le cas général, l'expression de la densité de force de Lorentz peut être mise sous la forme

$$(8) \qquad f^{i} = \partial_k M^{ik} + \frac{1}{4}\{F^{kl}\,\partial^{i}H_{kl} - H_{kl}\,\partial^{i}F^{kl}\};$$

les termes complémentaires { } sont nuls en l'absence de polarisation, et aussi dans le cas particulier où l'on a, dans un certain repère galiléen, $\vec{D}_0 = \varepsilon\vec{E}_0$ et $\vec{B}_0 = \mu\vec{H}_0$, avec $\varepsilon =$ const. et $\mu =$ const. (5). Abraham a symétrisé *a posteriori* le tenseur de Minkowski, ce qui a l'inconvénient évident de faire disparaître la prévision de la densité de couple μ^{uv}; l'argument d'Abraham, qui consiste en l'égalité nécessaire des deux expressions du vecteur de Poynting, ne nous paraît pas convaincant, attendu que, dans le cas général, deux vecteurs de Poynting doivent être distingués, savoir la *densité d'impulsion* du champ $-iM^{u4} = [\vec{D} \wedge \vec{B}]^{vw}$ et la *densité de flux d'énergie* $-iM^{4u} = [\vec{E} \wedge \vec{H}]^{vw}$ (6).

Nous voulons indiquer ici que les expressions (7) et (8) de Minkowski, ainsi que leur conséquence (6), sont imposées nécessairement à partir des équations fondamentales (1), (2) et (3); ces expressions sont ainsi établies par une voie très directe, indépendante de toute hypothèse sur les relations que peuvent avoir entre eux les vecteurs $\vec{D}$ et $\vec{E}$ d'une part, $\vec{B}$ et $\vec{H}$ d'autre part. Les équations invoquées permettent en effet d'écrire

$$f^{i} = - H^{lk}\,\partial^{i}F_{lk} + \overline{F}^{lk}\,\partial^{i}\overline{H}_{lk};$$

en invoquant l'identité

$$m^{ik}n^{j}_{k} + \overline{m}^{jk}\overline{n}^{i}_{k} = 0$$

valable essentiellement pour $i \neq j$, il vient, après un calcul simple, le résultat exprimé par les formules (8) et (7).

---

(4) *Treatise*, II, § 641; *Phil. Trans.*, A, 183, 1892, p. 423; voir aussi Hertz, *Ann. d. Ph. u. Ch.*, 41, 1890, pp. 394-396.

(5) *Math. Ann.*, 68, 1910, p. 472, § 13.

(6) *Rend. Palermo*, 28, 1909, p. 15; 30, 1910, p. 39.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur la représentation d'interactions s'exerçant par l'intermédiaire de la particule de spin total maximum* $2.h/2\pi$. Note [1] de M. **Gérard Petiau.**

L'équation d'ondes du corpuscule de spin total maximum $2.h/2\pi$ (ou graviton) écrite sous la forme

$$\frac{h}{2\pi i}\partial t\,\frac{1}{4}\left[\sum_{r\,1}^{4}\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right]\Phi_{i_1 i_2 i_3 i_4}$$
$$=c\left[\sum_p\frac{h}{2\pi i}\partial_p\frac{1}{4}\left[\sum_{r\,1}^{4}\alpha_4^1\ldots\alpha_p^r\ldots\alpha_4^4\right]+m_0c\,\alpha_4^1\alpha_4^2\alpha_4^3\alpha_4^4\right]\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}=\mathcal{H}\Phi_{i_1,i_2,i_3,i_4}$$

admet des solutions correspondant à des valeurs du spin total $2.h/2\pi$, et $1.h/2\pi$. On peut voir facilement que les solutions du premier type sont des fonctions $\Phi^{(2)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}$ symétriques par rapport aux indices i_1, i_2, i_3, i_4, tandis que les solutions du second type sont des fonctions de la forme

$$\Phi^{(1)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}=(\alpha_4 R')_{i_1 i_2}\varphi_{i_3 i_4}+(\alpha_4 R')_{i_3 i_4}\varphi_{i_1 i_2}$$

les fonctions φ_{i_r,i_s} étant des fonctions symétriques par rapport aux indices i_r, i_s, solutions d'une équation d'ondes de corpuscule de spin $h/2\pi$ et de masse $2m_0$, de la forme

$$\frac{h}{2\pi i}\partial t\,\frac{1}{2}[\alpha_0^r\alpha_4^s+\alpha_4^r\alpha_0^s]\varphi_{i_r i_s}=c\left[\frac{h}{2\pi i}\partial_p\frac{1}{2}[\alpha_p^r\alpha_4^s+\alpha_4^r\alpha_p^s]+2m_0c\,\alpha_4^r\alpha_4^s\right]\varphi_{i_r i_s},$$

R' désignant une matrice telle que

$$R'\alpha_p R'^{-1}=\alpha_p,\qquad R'\alpha_4 R'^{-1}=-\alpha_4\,[(\alpha_\mu)_{ik}=(\alpha_\mu)_{ki}].$$

L'existence de ces solutions nous permet de considérer les transitions d'un système nucléon-graviton dans lesquelles le nucléon représenté par les solutions d'une équation de Dirac voit son spin varier d'une unité, tandis que le graviton passe d'un état de spin total 2 à un état de spin total 1, ou réciproquement.

Suivant un formalisme analogue à celui de la représentation des interactions entre photons et matière de M. Louis de Broglie [2], nous représenterons le système nucléon-graviton par l'équation

$$\frac{h}{2\pi i}\partial t\,\frac{1}{4}\left[\sum_r\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right]\chi_{i,i_1,i_2,i_3,i_4}=\left[\left(\frac{1}{4}\sum_r\alpha_4^1\ldots\alpha_0^r\ldots\alpha_4^4\right)H_D+\mathcal{H}+H_1\right]\chi_{i,i_1,i_2,i_3,i_4},$$

H_D et $\mathcal{H}$ étant les opérateurs hamiltoniens du nucléon et du graviton et H_1 un opérateur d'interaction de la forme

$$H^1=[g(u_\alpha)_{i,m}(b^\alpha)_{i_1,\ldots,i_4,m_1,\ldots,m_4}+f(u_{\alpha\beta})_{i,m}(b^{\alpha\beta})_{i_1,\ldots,i_4,m_1,\ldots,m_4}]\,\delta(\vec{R}-\vec{r}),$$

(1) Séance du 13 décembre 1943.

(2) *Une nouvelle théorie de la lumière*, Paris, 2, 1942, p. 70.

g et f étant deux constantes et en posant

$$\omega = \alpha_4; \qquad u^0 = -u_0 = \alpha_0 = 1; \qquad u^p = u_p = \alpha_p,$$
$$u^{0p} = -u_{0p} = i\alpha_p\alpha_4; \qquad u^{pq} = u_{pq} = i\alpha_p\alpha_q\alpha_4,$$

$$b^a = \frac{1}{4}\sum_{r=1}^{4}(-1)^{r+1}\omega_1\omega_2\ldots u_r^a\ldots\omega_4.$$

Nous considérons alors les transitions du système de l'état représenté par la fonction

$$(\chi_{lm})_{i,i_1,i_2,i_3,i_4} = \psi_i(\vec{k}_m)\,\Phi^{(2)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_l)$$

à l'état représenté par la fonction

$$(\chi_{l'm'})_{i,i_1,\ldots,i_4} = \psi_i(\vec{k}_{m'})\,\Phi^{(1)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_{l'})$$

correspondant aux états initiaux et finaux $\psi_i(\vec{k}_m)$, $\psi_i(\vec{k}_{m'})$ pour le nucléon et $\Phi^{(2)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_l)$, $\Phi^{(1)}_{i_1,i_2,i_3,i_4}(\vec{k}_{l'})$ pour le graviton.

L'élément de matrice $H^{(1)}$ correspondant à cette transition s'écrira

$$H^{(1)}_{lm,l'm'} = \int_v \left\{ g(U_\alpha)_{m'm}\Phi^{(1)\star}_{\vec{k}_{l'}}\, b^\alpha\, \Phi^{(2)}_{\vec{k}_l} + f(U_{\alpha\beta})_{m'm}\Phi^{(1)\star}_{\vec{k}_{l'}}\, b^{\alpha\beta}\, \Phi^{(2)}_{\vec{k}_l} \right\} d\vec{r},$$

en posant

$$(U_a)_{m'm} = \psi^\star_{\vec{k}_{m'}}(u_a)\psi_{\vec{k}_m}.$$

D'autre part on voit également que

$$\Phi^{(1)\star} b^a \Phi^{(2)} = \frac{1}{2}\left[\varphi^\star_{i_3,i_4}(R'u^a)_{m_3m_4}(\alpha_4)_{i_3m_3}(\alpha_4)_{i_4m_4} + \varphi^\star_{i_2,i_1}(R'u^a)_{m_1m_2}(\alpha_4)_{i_1m_1}(\alpha_4)_{i_2m_2}\right]\Phi^{(2)}_{m_1,m_2,m_3,m_4}.$$

Or, à partir de la relation de Pauli,

$$\sum_{A=1}^{16}(\gamma^A)_{i_1m_1}(\gamma^A)_{i_2m_2} = 4\,\delta_{i_1m_2}\,\delta_{i_2m_1}$$

on déduit, en se bornant aux termes symétriques, la relation

$$(R'u_\alpha)^\star_{i_3i_4}(R'u^\alpha)_{m_4m_3} + (R'u_{\alpha\beta})^\star_{i_3i_4}(R'u^{\alpha\beta})_{m_4m_3} = 4(\alpha_4)_{i_3m_3}(\alpha_4)_{i_4m_4}$$

et par suite

$$\Phi^{(1)\star} b^a \Phi^{(2)} = \varphi^\star_{i_r i_s}(R'u_\alpha)^\star_{i_r i_s}(R'u^a)_{m_q m_p}(R'u^\alpha)_{m_s m_r}\Phi^{(2)}_{m_p,m_q,m_r,m_s}$$
$$+ \varphi^\star_{i_r i_s}(R'u_{\alpha\beta})^\star_{i_r i_s}(R'u^a)_{m_q m_p}(R'u^{\alpha\beta})_{m_s m_r}\Phi^{(2)}_{m_p,m_q,m_r,m_s}.$$

Si nous définissons des ondes tensorielles par les combinaisons linéaires

$$\Phi^a = K(R'u^a)_{i_r i_s}\varphi_{i_r i_s}; \qquad \Phi^{a,b} = K'(R'u^a)_{i_q i_p}(R'u^b)_{i_s i_r}\Phi^{(2)}_{i_p,i_q,i_r,i_s},$$

l'expression précédente s'écrit

$$\Phi^{(1)\star} b^a \Phi^{(2)} = \frac{1}{KK'}\left[\Phi^\star_\alpha\Phi^{a,\alpha} + \Phi^\star_{\alpha\beta}\Phi^{a,\alpha\beta}\right].$$

Nous obtenons alors pour l'élément de matrice de $H^{(1)}$

$$H^{(1)}_{lm,l'm'} = \frac{1}{KK'}\int_{V}\Big\{ g(U_\alpha)_{m'm}\big[\Phi^{\star}_{\beta}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha\beta}(\vec{k}_{l}) + \Phi^{\star}_{\beta\gamma}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha,\beta\gamma}(\vec{k}_{l})\big]$$
$$+ f(U_{\alpha\beta})_{m'm}\big[\Phi^{\star}_{\gamma}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha\beta,\gamma}(\vec{k}_{l}) + \Phi^{\star}_{\gamma\delta}(\vec{k}_{l'})\Phi^{\alpha,\gamma\delta}(\vec{k}_{l})\big]\Big\}\, d\vec{r}.$$

ÉLASTICITÉ. — *Sur l'instabilité d'une tige élastique par torsion ou par flexion.* Note de M. **Jean Mandel**, présentée par M. Albert Caquot.

Soit une tige d'axe Oz, d'un bout à l'autre de laquelle la section droite reste homothétique à elle-même. I_x et I_y étant les deux moments d'inertie centraux d'une section, désignons par

$$A = EI_x, \qquad B = EI_y \qquad \text{(E, module de Young)}$$

les quantités qui caractérisent la rigidité à la flexion, par C la quantité analogue qui caractérise la rigidité à la torsion. Les quantités A, B, C sont fonctions de l'abscisse s d'une section, mais restent proportionnelles entre elles.

1° *Torsion.* — Nous supposons qu'à une de ses extrémités P la tige peut tourner autour d'un axe d'articulation coïncidant avec un axe central d'inertie de la section extrême. A l'autre extrémité Q, on applique un couple G réalisé par deux forces égales et opposées appliquées en deux points symétriques de l'un des axes centraux de la section Q. Le couple est donc perpendiculaire à un axe central de Q, et, à l'équilibre, à un axe central de P. Dans ces conditions la forme rectiligne cesse d'être stable pour

$$G = n\frac{\pi}{2} : \int_{P}^{Q}\sqrt{\frac{(C-A)(C-B)}{AB}}\,\frac{ds}{C};$$

$n = 1$, si les axes centraux, auquel G est orthogonal, sont initialement orthogonaux;
$n = 2$, si ces axes sont initialement parallèles.

Il n'y a instabilité possible que si C n'est pas compris entre A et B.

2° *Flexion.* — Le couple G est maintenant dirigé suivant la direction principale Ox. Aux deux extrémités P et Q, nous supposons les tangentes à la fibre moyenne astreintes à rester perpendiculaires à Ox, tandis que les sections P et Q peuvent tourner librement autour de ces tangentes. Dans ces conditions, la tige, d'abord fléchie dans le plan yOz, subit, par rapport à ce plan, une déviation accompagnée d'une torsion, lorsque

$$G = n\pi : \int_{P}^{Q}\sqrt{\frac{(A-B)(A-C)}{BC}}\,\frac{ds}{A},$$

$n = 1$ si le déplacement relatif de P et Q parallèlement à Ox est permis;
$n = 2$ dans le cas contraire, sous la condition que la tige soit symétrique par rapport à son milieu.

Il n'y a instabilité possible que si A n'est pas compris entre B et C.

Qu'il s'agisse de la torsion ou de la flexion, d'autres types de liaisons conduisent à des résultats différents, mais qui ne peuvent être résumés dans une formule simple, sauf dans des cas particuliers déjà connus (torsion avec $A = B$, cas traité dans une Communication antérieure, flexion avec A beaucoup plus grand que B et C).

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur l'hystérésis mécanique ou frottement interne.* Note de M. **Christian B. de Carbon**, présentée par M. Albert Caquot.

Les lois énoncées dans deux Communications antérieures [1] permettent de calculer la perte d'énergie par cycle dans la substance d'une éprouvette soumise à une déformation sinusoïdale quand on connaît l'amplitude θ et la période $T = 2\pi/\omega$.

Supposons par exemple qu'il s'agisse de la torsion alternative d'amplitude θ d'une éprouvette cylindrique de rayon R, de hauteur h et de volume V. La perte d'énergie totale Σ pendant un cycle est la somme de deux termes :

1° une perte d'énergie par plasticité, de la forme

$$\boxed{\Delta W_p = A\theta^4 + B\theta^6,}$$

A et B étant des coefficients qui peuvent se déduire de la courbe de première torsion;

2° une perte d'énergie par viscosité, de la forme

$$\boxed{\Delta W_v = \frac{\pi}{2} V \frac{\theta^2}{h^2} R^2 \int_0^\infty G'(\lambda) \frac{\lambda\omega}{\lambda^2 + \omega^2} d\lambda,}$$

$G(\lambda)$ étant une fonction caractéristique de la matière de l'éprouvette. Cette fonction se retrouvant dans de nombreux problèmes où intervient la viscosité, nous l'appellerons *fonction caractéristique de viscosité*. Elle se définit par l'intégrale

$$G(\lambda) = \frac{1}{V} \iiint_{\frac{G}{\varphi} < \lambda} G . dV,$$

dans laquelle G est le module de Coulomb local de l'élément de volume dV, et φ le coefficient local défini dans une Note antérieure [2].

Par rapport à la période $T = 2\pi/\omega$, le terme ΔW_v se présente donc comme une somme de termes de la forme $\theta^2[bT/(a^2 + T^2)]$. Nous noterons que ΔW_v tend par conséquent vers zéro pour $T = 0$ et pour $T = \infty$.

Si les oscillations sont suffisamment rapides, nous pouvons écrire le

(1) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 241; 216, 1943, p. 195.
(2) *Ibid.*, 216, 1943, p. 195.

développement

$$\Delta W_\rho = \theta^2(lT - mT^3 + \ldots)$$

et, par suite, la formule finale

$$\boxed{\Sigma = \Delta W_p + \Delta W_\rho = A\theta^4 + B\theta^6 + \theta^2(lT - mT^3 + \ldots).}$$

L'expérience semble vérifier cette formule. En effet :

1° Lorsque la période est constante et l'amplitude faible, Σ est bien proportionnel au carré de l'amplitude, comme le prouve la constance du décrément d'un pendule de Coulomb.

2° De remarquables expériences *à amplitude constante* faites par Tomlinson (*Phil. Trans.*, 1886) lui ont permis d'établir dans ce cas la formule empirique

$$\Sigma = a + bT - cT^2,$$

confirmée depuis par d'autres expérimentateurs. Or la théorie actuelle nous conduit à écrire

$$\Sigma = a + bT - dT^3.$$

Compte tenu de la précision des expériences, ces deux formules sont pratiquement équivalentes, le terme cT^2 n'étant qu'un *terme correctif* destiné à tenir compte du fait que, au voisinage de l'origine, la concavité de la courbe $\Sigma(T)$ est dirigée vers le bas.

3° Enfin, dans le cas des métaux du type non visqueux, à l'intérieur du domaine de fatigue, et pour des déformations suffisamment rapides, la formule $\Sigma = A\theta^4 + B\theta^6$ est susceptible d'une vérification satisfaisante.

Nous noterons que le *décrément limite* de viscosité dans le cas d'oscillations libres s'écrit

$$\delta_0 = \frac{\Delta W_\rho}{2W} = \frac{\pi}{G(\infty)} \int_0^\infty G'(\lambda)\, \frac{\lambda\omega}{\lambda^2 + \omega^2}\, d\lambda.$$

Il peut donc se calculer si l'on suppose connue la *fonction caractéristique de viscosité* $G(\lambda)$. Inversement, si nous pouvions mesurer avec une précision suffisante les variations du décrément limite δ_0 en fonction de la période $T = 2\pi/\omega$, il serait théoriquement possible d'en déduire la fonction $G'(\lambda)$ par la solution d'une *équation intégrale linéaire de Fredholm* de première espèce ayant pour noyau la fonction symétrique $\lambda\omega/(\lambda^2 + \omega^2)$.

Entre le décrément limite δ des oscillations de torsion et le décrément limite δ' des oscillations de flexion, on a la relation

$$\boxed{\frac{2}{3} < \frac{\delta'}{\delta} < \frac{3}{2}.}$$

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la polarisation de la couronne solaire.* Note de M. **Émile Argence**, présentée par M. Charles Fabry.

1. A la suite de mesures de polarisation de la couronne, différents auteurs, notamment J. Dufay et H. Grouiller [1], ont été conduits à envisager comme possible l'existence, dans la couronne, d'électrons expulsés radialement et animés de grandes vitesses. Une conclusion analogue a été formulée par différents théoriciens de l'aurore boréale, en particulier C. Störmer [2], A. Dauvillier [3] et plus récemment H. Alfvèn [4].

2. Nous avons repris la théorie de la polarisation de la couronne de M. Minnaërt [5] et S. Baumbach [6], en envisageant deux cas possibles :

a. cas où le courant d'électrons est parallèle au champ électrique de l'onde lumineuse incidente;

b. cas d'une distribution sphérique des vitesses.

Dans la présente Note nous envisagerons le premier cas.

3. La théorie électromagnétique classique conduit alors à la formule suivante, généralisant celle de Rayleigh-Thomson, qui donne, en fonction de l'angle de diffusion α, le rapport $\sigma(\alpha)$ entre l'intensité lumineuse diffusée par un électron et l'éclairement incident (coefficient de diffusion) :

$$\sigma(\alpha)=\frac{1}{2}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\left\{1+\left(\frac{v}{c}\right)^2+\cos^2\alpha\left[1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right]\right\}.$$

v désigne la vitesse de l'électron, c celle de la lumière, m la masse de l'électron à la vitesse v et e sa charge.

Nous avons pris pour expression de la densité électronique en fonction de la distance r au centre du Soleil, la formule de S. Baumbach [7], résultant de la discussion de l'ensemble des mesures photométriques,

$$N(r)=10^8\left(\frac{0,036}{r^{\frac{3}{2}}}+\frac{1,55}{r^6}+\frac{2,99}{r^{16}}\right).$$

Nous obtenons ainsi, pour expression du degré de polarisation de la couronne

---

(1) *Journal de Physique*, 7, 1936, p. 481.
(2) *Comptes rendus*, 152, 1911, p. 425.
(3) *Revue générale de l'Électricité*, 31, 1932, pp. 303, 443, 477.
(4) *Zeits. Physik*, 105, 1937, p. 633.
(5) *Zeits. Astrophysik*, 1, 1930, p. 209.
(6) *Astronomische Nachrichten*, 167, 1938, p. 276.
(7) *Astronomische Nachrichten*, 263, 1937, p. 121.

totale,

$$P = \frac{I_t - I_r}{I_t + I_r} = \frac{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right] \int_0^\pi R(A + \beta B) N(\psi, R)\, d\psi}{\left\{ \begin{array}{l} 2\int_0^\pi R(C + \beta D) \frac{N(\psi, R)}{\sin^2\psi}\, d\psi + 2\left(\frac{v}{c}\right)^2 R \int_0^\pi F(\psi) \frac{N(\psi, R)}{\sin^2\psi}\, d\psi \\ \quad - \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right] \int_0^\pi R(A + \beta B) N(\psi, R)\, d\psi \end{array} \right\}},$$

où I_r et I_t désignent respectivement les intensités des vibrations radiale et tangentielle, R la distance de la partie considérée de la couronne au centre du Soleil, exprimée en rayon solaire, ψ l'angle : centre du Soleil-élément considéré de la couronne-observateur. A, B, C et D sont quatre fonctions de ψ calculées par Minnaërt ([8]), et $F(\psi)$ une nouvelle fonction ayant pour expression, en se limitant aux quatre premiers termes du développement,

$$F(\psi) = \frac{\sin^4\psi}{4R^4} + \frac{\sin^6\psi}{12R^6} + \frac{3\sin^8\psi}{64R^8} + \frac{\sin^{10}\psi}{32R^{10}} + \beta\left(\frac{2\sin^4\psi}{15R^4} + \frac{4\sin^6\psi}{105R^6} + \frac{6\sin^8\psi}{315R^8} + \frac{8\sin^{10}\psi}{693R^{10}}\right),$$

et β le coefficient d'obscurcissement des bords solaires, donné par la loi ([6])

$$B_\nu(\theta) = \frac{B(0)}{1 + \beta}(1 + \beta\cos\theta).$$

4. Nous avons calculé, pour les valeurs de R, 1; 1,1; 1,2; ...; 2; 3 et pour $\beta = 4$, qui correspond à la longueur d'onde λ 4300 Å, les différentes valeurs du degré de polarisation, en supposant successivement $v/c = 1/2$, $v/c = 2/3$. Nous résumons les résultats obtenus dans le tableau ci-dessous.

R.	P. $v/c = 0$.	1/2.	2/3.
1	0,199	0,104	0,062
1,5	0,514	0,296	0,186
2	0,549	0,336	0,216
3	0,549	0,346	0,218

Les calculs effectués avec $\beta = 1,5$ (5700 Å) conduisent à 2/10 près au même degré de polarisation. La polarisation est donc à peu près indépendante de la longueur d'onde, conformément aux mesures de Dufay et Grouiller. D'autre part, dans l'hypothèse envisagée d'un courant d'électrons parallèle au champ électrique de l'onde incidente, les mesures de Dufay et Grouiller et celles de J. Johnson ([8]) semblent indiquer un ordre de grandeur des vitesses de 150000 km/sec. Mais une détermination précise des vitesses est impossible, étant donné que la diffusion de la lumière par le ciel au voisinage du Soleil, lors de l'éclipse, joue un rôle important.

([8]) *Publications Astronomical Society Pacific*, 46, 1934, p. 226.

ASTRONOMIE. — *Sur l'existence d'un coefficient cylindrique dans la magnitude absolue de l'astéroïde* (433) *Eros*. Note ([1]) de M. **Charles Cailliatte**, présentée par M. Charles Fabry.

La discussion de toutes les observations photométriques d'Eros que nous avons pu réunir, de 1901 à 1938, nous a prouvé que cette planète se comportait comme un corps cylindrique, analogue à un cigare. Pour 1937-1938, en particulier, nous avons eu à notre disposition une très longue suite d'observations homogènes dues à Beyer ([2]). Nous avons repris sa discussion en tenant compte de la forme spéciale de la planète. Il est clair que, si un astre s'écarte fortement de la forme de l'ellipsoïde de Mac-Laurin, la formule classique de réduction de la magnitude apparente deviendra erronée. Pour une planète quelconque, on peut écrire

$$m = g + 5\log(r\rho), \tag{1}$$

formule où r et ρ sont les distances de l'astre au Soleil et à la Terre au moment de l'observation, m sa magnitude apparente au moment de l'observation et g sa magnitude réduite à $r = \rho = 1$.

Si l'astre est sphérique, on a

$$g = g_0 + \gamma\Phi, \tag{2}$$

où g_0 est la magnitude *absolue*, ou magnitude réduite à $r = \rho = 1$, $\Phi = 0$, et γ le coefficient de phase, c'est-à-dire l'accroissement de g correspondant à un acroissement de 1° de l'angle de phase Φ. Si l'astre est à peu près sphérique, la magnitude g doit suivre à très peu près la formule linéaire (2). Si, au contraire, l'astre peut être assimilé à une barre, la formule (2) ne sera plus qu'une approximation insuffisante, la variation de g dépendra, non seulement de celle de Φ, mais de celle des déclinaisons astrocentriques D du Soleil et de la Terre. La différence entre les g déduits des observations pour (1), et ceux calculés par (2), ne paraîtra pas alors dépendre de l'angle de phase.

Nous avons remarqué qu'il était impossible de représenter la courbe de g d'Eros par la formule (2) et que d'une opposition à l'autre on devait changer le coefficient de phase γ pour obtenir une représentation approximative de la variation de g, ce qui avait fait supposer que γ variait avec la phase. Nous avons donc cherché à représenter la magnitude en tenant compte de la forme d'Eros et avons écrit

$$g = g_0 + \gamma_1\Phi + \gamma_2 D_{\odot} + \gamma_3 D_{\circ}.$$

Les équations de condition, traitées par les moindres carrés, nous ont donné

([1]) Séance du 3 novembre 1943.

([2]) *Astronomische Nachrichten*, 267, 1938, p. 47.

un *coefficient cylindrique*

$$\gamma_2 = -\gamma_3.$$

Les écarts constatés sont donc, comme nous l'avions trouvé théoriquement, fonction de la variation de la différence $(D_\odot - D_♅)$ (³), et cette fonction est paire, c'est-à-dire qne l'on a

$$(D_\odot - D_♅) = f[-(D_\odot - D_♅)].$$

Il en résulte

$$g = g_0 + \gamma_1 \Phi + \gamma_2 |D_\odot - ♅|, \qquad (3)$$

soit

$$g = 10^m,75 - 0^m,0210\,\Phi - 0^m,0067\,|D_\odot - D_♅|,$$

où $D_\odot - D_♅$ est évalué, comme Φ, en degrés. Il y a lieu de remarquer que γ_2 n'est pas très petit par rapport à γ_1, ce qui vérifie notre explication théorique.

Représentation des observations. — *Opposition de* 1921. — Un petit nombre d'observations, de Bernewitz [4]. Les formules (1) et (2) nous donnaient $g_0 = 11^m$, $\gamma = 0^m,012$. Valeurs extrêmes de g, $11^m,10$ et $11^m,37$.

Φ varie entre 12° et 28°, et $D_\odot - D_♅$ entre 20° et 3°, en décroissant continuellement; c'est pour cette raison que γ_1 est plus grand que γ.

Opposition de 1930-1931. — Peu d'observations, assez discordantes ($\gamma = 0^m,024$).

Opposition de 1937-1938. — Longue série de Beyer, qui avait obtenu

$$g_0 = 10^m,75, \qquad \gamma = 0^m,022.$$

Valeurs extrêmes de g, $11^m,45$ et $12^m,02$.

Φ varie entre 31° et 52°, $D_\odot - D_♅$ entre 2° et 35°, mais la variation change de signe, aussi γ et γ_1 sont très voisins. Le tableau suivant donne, pour des dates équidistantes, les résidus O — C relatifs aux trois oppositions considérées.

Date.	O — C.	Date.	O — C.	Date.	O — C.
	m		m		m
1921. Juil. 31...	−0,09	1931. Jan. 7...	+0,05	1937. Déc. 30...	−0,01
Août 10.	−0,03	17...	+0,13	1938. Janv. 9...	+0,04
20...	0,00	27...	+0,10	19...	+0,04
30...	+0,01	Fév. 6...	−0,02	29...	+0,05
Sept. 9...	+0,01	16...	−0,07	Fév. 8...	−0,01
19...	−0,04	26...	−0,03	18...	−0,03
29...	−0,09	1937. Nov. 10...	+0,05	28...	−0,06
Oct. 9...	−0,07	20...	−0,03	Mars 10...	−0,03
1930. Déc. 8...	−0,10	30...	−0,02	20...	−0,01
18...	−0,02	Déc, 10...	−0,04	30...	+0,02
28...	+0,05	20...	−0,02		

(³) $D_\odot - D_♅$ est évidemment toujours compris entre $+\Phi$ et $-\Phi$.

(⁴) *Astronomische Nachrichten*, **218**, 1922, p. 41.

ÉLECTRICITÉ. — *Mesures d'impédances aux fréquences très élevées.* Note de M. **Jean Benoit**, présentée par M. Aimé Cotton.

Soit une ligne à faibles pertes, couplée convenablement à un oscillateur et ayant les caractéristiques suivantes : longueur l variable; surtension Q; impédance itérative Z_c; constante de propagation $P=\beta+j\alpha$ avec $\beta=\pi\varphi/\lambda$, $\alpha=2\pi/\lambda$, $\varphi=1/Q$; λ longueur d'onde le long de la ligne. Supposons cette ligne terminée par une impédance inconnue, que nous écrirons sous la forme $Z'=Z_c\times(A+jB)$ et qu'il s'agit de mesurer. D'après une formule connue, l'impédance d'entrée de la ligne est $Z=Z_c(Z_c\,\mathrm{th}\,Pl+Z')/(Z_c+Z'\,\mathrm{th}\,Pl)$, fonction de A, B et de $t=\mathrm{tg}\,\alpha l$ et $\theta=\mathrm{th}\,\beta l$. On trouve que Z_c est réel lorsque

$$(1)\qquad Bt^2+(A^2+B^2-1)t-B=0,$$

$$(2)\qquad |Z_L|^2-\frac{1+A^2+B^2+4A\beta L}{A+\beta L(1+A^2+B^2)}\times|Z_L|+1=0,$$

L et $|Z_L|$ désignant respectivement les valeurs de l et du module de Z lorsque Z_c est réel.

En posant

$$(3)\qquad F_1=\frac{1-t^2}{t},$$

$$(4)\qquad F_2=2\left(\frac{1+\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|^2}{2\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|}-2\beta L\right):\left(1-2\frac{1+\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|^2}{2\left|\frac{Z_L}{Z_c}\right|}\beta L\right),$$

on déduit de (1) et (2)

$$(5)\qquad A^2+B^2-F_1B-1=0,\qquad A^2+B^2-F_2A+1=0,$$

qui montrent que l'affixe de $A+jB$ est à l'intersection de deux cercles orthogonaux faciles à construire connaissant F_1 et F_2. L'ambiguïté sur le choix du point sera en général facile à lever d'après la nature de l'impédance mesurée. Pour avoir Z', il suffira de multiplier A et B par Z_c (qui est calculable d'après les dimensions géométriques de la ligne).

Pour obtenir A et B, il suffit donc de pouvoir déduire F_1 et F_2 de données expérimentales. Celles-ci seront : la longueur L de la ligne et le courant I traversant son entrée au moment où ce courant est maximum, ainsi que les mêmes grandeurs L_0 et I_0 mesurées en court-circuitant l'impédance étudiée. Un calcul trop long pour être reproduit ici permet en effet d'établir que, pour se mettre dans les conditions où Z_c est réel, il suffit de se placer en un minimum de $|Z|$, c'est-à-dire en un maximum du courant d'entrée. Cette propriété n'est d'ailleurs exacte avec une approximation suffisante que si $A+jB$ est tel que $B\leqq 0$, ou bien s'il se trouve à l'intérieur d'un cercle $A^2+B^2-pB+1=0$ (p dépendant de la précision avec laquelle on mesure les longueurs L). Étant

donnée une impédance Z' on pourra toujours, après un premier essai, choisir Z_c pour que $A + jB$ soit dans la zone permise.

Dès lors (3) donne $F_1 = 2 \operatorname{cotg} 4\pi L/\lambda$. D'autre part on démontre que $|Z_L/Z_c| = K\pi\varphi/2 \; I_0/I$ (K étant le rang de la résonance utilisée). On peut poser $\operatorname{th} b = K\pi\varphi/2 \; I_0/I$ et $\operatorname{th} c = 2\pi\varphi L/\lambda$, car $|Z_L/Z_c| < 1$ et $2\pi\varphi L/\lambda$ sont toujours très petits si la surtension est suffisante. Par suite, $F_2 = 2 \coth(2b - c)$. F_1 et F_2 sont donc bien calculables à partir des données expérimentales.

La méthode qui vient d'être exposée permet donc la mesure d'une impédance quelles que soient les grandeurs de A et de B. Nous l'avons appliquée à l'étude des indices de réfraction et d'extinction des diélectriques, en constituant l'impédance Z' par une portion très courte (en général égale à $\lambda/20$) de ligne coaxiale remplie par le diélectrique et prolongeant la ligne de mesure. Ce dispositif a, entre autres avantages, celui de ne nécessiter qu'un très faible volume de diélectrique, tout en ayant une bonne précision. *Grâce à la méthode de calcul décrite plus haut, il peut être appliqué à la mesure des indices de réfraction et d'extinction même pour de grandes valeurs de ce dernier.*

Des abaques, utilisables quelles que soient la longueur d'onde et les caractéristiques de la ligne de mesure, permettent de passer facilement des grandeurs A, B aux indices.

ÉLECTROACOUSTIQUE. — *Sur un amplificateur à sensibilité logarithmique.* Note de M. **Pierre Chavasse**, présentée par M. Camille Gutton.

Les mesures électroacoustiques, qui doivent tenir compte de la sensibilité logarithmique de l'oreille, ainsi que du caractère logarithmique des paramètres caractérisant la propagation des courants sur les circuits ou de la décroissance du son dans les salles, conduisent à créer un appareillage à sensibilité logarithmique. De tels systèmes ont été réalisés dans divers laboratoires : beaucoup reposent sur une réaction électromécanique entre la sortie et un point déterminé de l'amplificateur où se trouve un potentiomètre de commande : tel est l'appareil de Neumann. Ils ont, en général, une constante de temps appréciable qui les rend impropres à la mesure des phénomènes rapides.

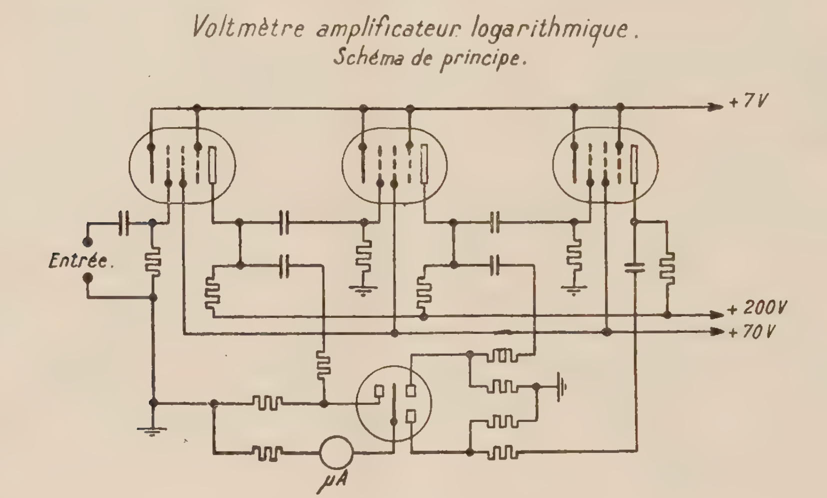
Un autre principe, mentionné par Hunt [1], a été mis au point et considérablement étendu dans un appareil réalisé et couramment utilisé par la Direction des Recherches et du Contrôle Techniques des P. T. T. Il consiste à recourir à des lampes à caractéristique partiellement exponentielle. On utilise leurs parties linéaires pour l'amplification des faibles tensions transmises aux étages suivants et l'on découpe les parties satisfaisant à l'équation

$$\Delta i_p = - k \log(\Delta u_g + 1)$$

(1) *Review of scientific Instrument*, 4, 1933, p. 672.

et intéressant les variations plus importantes. Les tensions correspondant à ces dernières commandent le fonctionnement d'une diode, à raison d'une diode par étage. Le découpage est opéré par une polarisation convenable des plaques et des grilles des étages d'amplification et des diodes. Cette polarisation, qui varie d'étage en étage, comprend une partie statique permanente et une partie

Voltmètre amplificateur logarithmique.
Schéma de principe.



variable selon la tension alternative appliquée à l'entrée du système. La première sert à placer le point de fonctionnement moyen de chaque lampe dans la zone convenable de la caractéristique; le deuxième, résultant des amplifications successives par les divers étages et de la détection des tensions alternatives, commande réellement les modifications des potentiels de grille en cours de fonctionnement. Suivant que la tension appliquée à un étage est petite, moyenne ou forte, elle est : *a*. amplifiée linéairement et transmise à l'étage suivant; ou *b*. amplifiée et détectée suivant la loi logarithmique (résultant des conditions de fonctionnement de la lampe); ou *c*. arrêtée par un blocage dû à la polarisation excessive de la grille de cette lampe. Les tensions (*a*) n'ont aucune action sur les diodes; seules les tensions moyennes (*b*) pondérées logarithmiquement par une des triodes sont enregistrées par la diode associée.

Les circuits de plaque des diverses diodes sont réunis à un même microampèremètre qui additionne les courants correspondants : les déviations de ce dernier sont donc proportionnelles au logarithme de la tension d'entrée. On peut admettre une variation utile de 20 db par étage. Dans l'appareil de la D. R. C. T., trois étages donnent une marge d'utilisation de 60 db par lecture directe grâce à un préamplificateur linéaire et à des cellules d'affaiblissement, ses tensions limites mesurables sont comprises entre 20 µV et 120 V. Sa sensibilité est indépendante de la fréquence entre 16 et 10 000 p : s. La constante de temps (abstraction faite de celle du microampèremètre gradué directement en db (qu'on peut remplacer par un oscillographe) est inférieure à 10^{-3} s.

Le schéma général en est donné par la figure ci-contre, dans laquelle les trois triodes ont été remplacées par une triple diode.

Cet appareil fait partie du dispositif d'enregistrement automatique des caractéristiques électroacoustiques des systèmes émetteurs, récepteurs et transmetteurs de la D. R. C. T. [2] : il est aussi utilisé avec l'appareil de mesure des temps de réverbération décrit antérieurement [3].

ONDES HERTZIENNES. — *Sur le théorème de réciprocité en ondes hertziennes.* Note de MM. **Henri Gutton** et **Jean Ortusi**, présentée par M. Camille Gutton.

Lorentz démontra en 1895 [1] la relation qui existe en chaque point de l'espace entre les vecteurs électriques et magnétiques appartenant à deux champs électromagnétiques d'indices 1 et 2. Cette relation s'écrit :

$$\text{div}(E_2 \wedge H_1) = \text{div}(E_1 \wedge H_2). \quad (1)$$

Cette condition suppose, en chaque point de l'espace, l'existence d'une constante diélectrique, d'une perméabilité magnétique et d'une conductibilité définies.

Lorentz démontra par cette relation la réciprocité des champs électriques créés par deux doublets de Hertz. Sommerfeld en 1925 [2] étendit la démonstration à deux antennes de la radiotélégraphie, Carson en 1929 (*Bell. Syst. Techn. Journ.*, juillet 1924, et *Proc. of Inst. of Rad. Eng.*, juin 1929) montra que le raisonnement de Sommerfeld était en défaut et que le théorème de réciprocité de lord Rayleigh, qui s'applique aux champs quasi stationnaires, pouvait être étendu aux champs électromagnétiques.

Carson en déduit que, si une force électromotrice est appliquée à une antenne de transmission A_1 et qu'il en résulte un courant dans une antenne de réception A_2, un courant égal en amplitude et en phase est provoqué dans l'antenne A_1, par l'application d'une force électromotrice égale appliquée à l'antenne A_2.

Nous chercherons quel est l'énoncé du théorème de réciprocité que l'on peut déduire de la relation de Lorentz dans le cas très général où deux sources O_1

---

(2) *Comptes rendus*, 216, 1938, p. 722.
(3) *Ibid.*, 207, 1938, p. 279.

(1) H. A. Lorentz, *Amst. Akad. van Wetenshaffen*, 4, 1895, p. 176.
(2) Sommerfeld, *Zeits. für Hochfrequenztechnik*, 26, 1925, p. 93.

et O_2 rayonnent par l'intermédiaire d'un guide électromagnétique de nature quelconque.

Les sources O_1 et O_2, ne rayonnant pas directement, peuvent être considérées comme enfermées respectivement dans deux boîtes conductrices, S et S′, ces boîtes communiquant avec le milieu extérieur par l'intermédiaire de guides G et G′.

Intégrons la relation de Lorentz dans le volume limité d'une part par une sphère de rayon infiniment grand, d'autre part par les surfaces extérieures S et S′ des boîtes, G et G′ des guides et des sections droites Σ et Σ' de chacun des guides. L'intégrale de volume est égale au flux du vecteur à travers la surface limitant le volume. Sur la sphère de rayon infini, les flux des deux vecteurs $E_2 \wedge H_1$ et $E_1 \wedge H_2$ sont égaux. Sur les surfaces conductrices S et S′, les vecteurs électriques sont normaux; le flux des deux vecteurs est donc nul. L'équation est ainsi réduite à

$$(2) \qquad \int_{\Sigma+\Sigma'} (E_2 \wedge H_1)_n \, d\sigma = \int_{\Sigma+\Sigma'} (E_1 \wedge H_2)_n \, d\sigma.$$

Désignons par une lettre majuscule les champs émis à travers les surfaces Σ et Σ', par une lettre minuscule les champs reçus. Nous supposerons que, à l'émission et à la réception, les ondes qui traversent la surface Σ sont du même type et polarisées de la même façon. Nous ferons la même restriction pour les ondes qui traversent Σ'. Les deux types d'onde circulant dans chacun des guides G et G′ peuvent être cependant très différents, la section droite de G′ peut être très différente de celle de G au point de vue forme et dimension. Il en résulte que

$$(3) \qquad \frac{|e_2|}{|E_1|} = \frac{|h_2|}{|H_1|} = \sqrt{\frac{w_2}{W_1}} \quad \text{et} \quad \frac{|e_1|}{|E_2|} = \frac{|h_1|}{|H_2|} = \sqrt{\frac{w_1}{W_2}},$$

en désignant par w et W les puissances qui traversent à la réception et à l'émission les surfaces Σ et Σ'; les indices correspondent aux champs 1 et 2.

Nous pouvons choisir les surfaces Σ et Σ' à l'intérieur des guides pour que, à tous les instants, les champs 1 et 2 émis à travers chacune de ces surfaces soient en phase.

$$(4) \qquad \left\{ \begin{array}{ll} E_1 = |E_1| \cos\omega t, & H_1 = |H_1| \cos\omega t, \\ E_2 = |E_2| \cos\omega t, & H_2 = |H_2| \cos\omega t, \\ e_1 = |e_1| \cos(\omega t + \psi_1), & h_1 = |h_1| \cos(\omega t + \psi_1), \\ e_2 = |e_2| \cos(\omega t + \psi_2); & h_2 = |h_2| \cos(\omega t + \psi_2); \end{array} \right.$$

ψ_1 et ψ_2 représentent les angles de phase correspondant au trajet de l'onde 1 entre Σ et Σ' et de l'onde 2 entre Σ' et Σ.

L'équation (2) peut s'écrire

$$(5) \qquad \int_{\Sigma} (e_2 \wedge H_1)_n \, d\sigma + \int_{\Sigma'} (E_2 \wedge h_1)_n \, d\sigma = \int_{\Sigma} (E_1 \wedge h_2)_n \, d\sigma + \int_{\Sigma'} (e_1 \wedge H_2)_n \, d\sigma.$$

La théorie des guides montre que les composantes transversales des vecteurs électriques et magnétiques sont rectangulaires et proportionnelles entre elles; en tenant compte de cette remarque et des conditions (3) et (4), l'équation (5) devient

$$(6)\qquad -\sqrt{W_1 w_2}\cos\omega t\cos(\omega t+\psi_2)+\sqrt{W_2 w_1}\cos\omega t\cos(\omega t+\psi_1)=0.$$

Cette équation doit être vérifiée quel que soit le temps, il en résulte que

$$\boxed{\psi_1=\psi_2}\qquad \text{et}\qquad \boxed{\frac{W_1}{w_1}=\frac{W_2}{w_2};}$$

d'où les deux théorèmes suivants :

1° Le temps mis par une onde hertzienne pour parcourir la distance qui sépare Σ de Σ' est égal au temps que met l'onde à franchir la distance qui sépare Σ' de Σ, quels que soient les obstacles interposés, à condition qu'il existe dans tout le milieu une constante diélectrique, une perméabilité magnétique et une conductibilité électrique définies.

2° Dans les mêmes conditions, le rapport de la puissance reçue à la puissance émise reste le même lorsqu'on permute le rôle des deux appareils.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur le rendement des tubes électroniques à commande par modulation de vitesse et à groupement par glissement.* Note de M. **Robert Warnecke**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Dans les théories publiées antérieurement à celle que nous avons développée avec J. Bernier au début de 1942 [1] relativement aux tubes électroniques à modulation de vitesse et à groupement par glissement, il n'avait été tenu compte que très incomplètement des effets des angles de transit des électrons à travers les organes servant de rassembleur d'électrons et de collecteur d'énergie H. F. [2].

Bien que l'étude en question n'ait pu être effectuée qu'avec des hypothèses quelque peu restrictives [3], deux des résultats auxquels elle conduit sont

---

[1] R. Warnecke et J. Bernier, *Revue générale de l'Électricité*, 51, 1942, pp. 43 et 117; *Erratum*, 52, 1943, p. 320.

[2] La signification de ces termes techniques est indiquée dans l'article publié par l'auteur dans le *Bulletin de la Société française des Électriciens* de juin 1942.

[3] Les principales de ces hypothèses sont les suivantes : les effets de la charge d'espace sont partout négligeables; le rassembleur et le collecteur contiennent des champs H. F. qui sont strictement limités par des électrodes équipotentielles et perméables aux électrons; le faisceau électronique (rectiligne) traverse ces champs parallèlement aux lignes de force des champs électriques; les champs agissant sur les électrons sont assimilables à des champs électrostatiques variant dans le temps; la profondeur de la modulation de vitesse est faible et l'angle de transit des électrons dans le rassembleur est petit.

extrêmement importants et doivent être mis en évidence; ce sont les suivants :

a. Lorsque l'angle de transit des électrons dans le collecteur [4] $\theta_2 = \omega h_2/v_0$ *a une valeur appréciable, la valeur optimum du rendement d'échange d'énergie* η *entre le faisceau électronique modulé par contrôle de vitesse et le champ* H. F. *du collecteur s'obtient pour une valeur de* U_2/U_0 *qui est supérieure à l'unité, tout en étant inférieure à celle qui correspond à une réflexion d'électrons dans le champ du collecteur.*

b. Malgré cela, le rendement en question ne peut dépasser la valeur 0,58, *valeur que l'on trouve dans le cas le plus favorable avec l'hypothèse* $\theta_2 = 0$ *et* $U_2/U_0 = 1$.

La théorie citée donne en effet, dans le cas d'une modulation de vitesse sinusoïdale de très faible amplitude ($\delta \ll 1$), pour la phase optimum entre le courant induit et la tension aux bornes du collecteur et, par exemple, pour le groupement le plus accentué que peut produire la modulation de vitesse sinusoïdale (groupement caractérisé par un facteur $\omega l \delta / v_0 = 1,84$) :

θ_2	0	1	$\pi/2$	$3\pi/4$	π
$(U_2/U_0)_{opt}$	1	$\approx 1,14$	$\approx 1,3$	$\approx 1,36$	$\approx 1,5$
η_{max}	0,58	0,57	0,54	0,43	0,3

Ces chiffres montrent que les possibilités réelles des tubes à modulation de vitesse du type considéré peuvent être dans certains cas bien inférieures à celles que laisse prévoir la théorie élémentaire bâtie sur l'hypothèse $\theta_2 = 0$. Ils indiquent aussi que l'écartement nécessairement fini des électrodes H. F. du collecteur d'énergie a une répercussion importante sur le réglage de la charge de cet organe, voire même sur le choix de ses constantes. En effet, quand le courant induit par le faisceau électronique dans les électrodes est fixé ainsi que la phase de ce courant induit vis-à-vis de la tension aux bornes du collecteur, l'amplitude de la tension U_2 est déterminée directement par la grandeur de l'impédance de cet organe; en conséquence, pour amener U_2 à une valeur particulière, par exemple à celle qui donne la valeur optimum de U_2/U_0 au point de vue du rendement, il faut agir sur la grandeur de cette impédance en tenant compte que celle-ci dépend elle-même de h_2.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur une généralisation de la notion de circuit bouchon.* Note [1] de M. **François Raymond**, présentée par M. Joseph Bethenod.

Un *diborne* forme un circuit bouchon pour une fréquence donnée, si, appliquant entre ses deux bornes une force électromotrice périodique ayant

---

[4] Notations : U_2, amplitude de la tension entre les électrodes du collecteur; h_2 la distance géométrique de ces électrodes; U_0, la tension d'accélération des électrons correspondant à la vitesse $v_0 = \sqrt{(2e/m)U_0}$; ω, la pulsation du champ du collecteur (supposée égale à celle du champ du rassembleur); l, la distance de l'espace exempt de champ séparant le modulateur du collecteur, et δ la profondeur de modulation de vitesse.

[1] Séance du 13 décembre 1943.

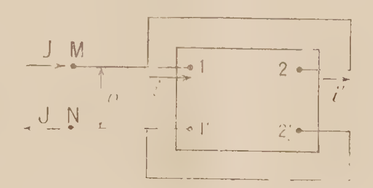
cette fréquence, le courant qui le traverse est infiniment petit : dans le cas idéal d'un diborne conservatif, on dira que son impédance est infinie pour cette fréquence. D'ailleurs on rappelle que ces notions sont résumées dans le théorème bien connu de Foster.

Cette Note montre qu'avec un quadripôle on peut construire un circuit bouchon.

Soient 1, 1′, 2 et 2′ les bornes d'entrée et de sortie d'un quadripôle dont les équations seront écrites

$$(1) \qquad v_1 = A v_2 + B i_2, \qquad i_1 = C v_2 + D i_2$$

(A, B, C et D sont des fonctions de la pulsation ω).



Réunissons les bornes 1 et 2, 1′ et 2′ par des liaisons sans impédance. On réalise ainsi un nouveau réseau électrique qui peut osciller librement avec des pulsations racines de l'équation

$$(2) \qquad 2 - (A + D) = 0$$

(équation supposée n'avoir que des racines imaginaires pures).

Les fréquences correspondantes seraient transmises sans amortissement ni déphasage par le quadripôle.

Vu des bornes M et N, réunies à 1 et 2, et à 1′ et 2′ respectivement, le système est un *diborne* dont nous désignerons par z l'impédance.

Soit J le courant dans cette impédance soumise à une différence de potentiel v, i et i' étant les courants entrant et sortant du quadripôle initial, on a

$$(3) \qquad v = A v + B i', \qquad i' + J = C v + D i',$$

d'où, en éliminant i',

$$J = \frac{2-(A+D)}{B}$$

et l'impédance z est

$$(4) \qquad z = \frac{B}{2-(A+D)};$$

on voit qu'elle est infinie, et le système est un bouchon, pour les fréquences transmises sans amortissement ni déphasage par le quadripôle. C'est la propriété que nous avions en vue.

Le phénomène d'antirésonance n'exclut pas celui de résonances possibles pour les racines de l'équation

$$(5) \qquad B(\omega) = 0,$$

à condition que ces racines soient différentes de celles de l'équation (2), auquel cas les deux effets précités peuvent disparaître simultanément.

On note si ω_1^2, ω_3^2, ... sont les racines de (5), ω_2^2, ω_4^2, ... celles de (2) que (z) prend la forme

$$z = \mathrm{K}\frac{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2)\ldots}{(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_4^2)\ldots},$$

qui est la forme donnée par le théorème de Foster à l'impédance d'un *diborne*.

RAYONS X. — *Réalisation et avantages d'un foyer fin dans un tube à rayons* X. Note de MM. **André Guinier** et **Jean Devaux**, présentée par M. Charles Mauguin.

Dans les tubes Coolidge usuels, le filament de la cathode est entouré d'une pièce appelée *cupule de concentration*, qui rassemble la plupart des électrons émis par le fil de tungstène sur une surface de l'anticathode de plus en plus étroite à mesure que l'on enfonce le filament dans la cupule. On arrive ainsi, au mieux, à obtenir un foyer de 1 à 2^{mm} de côté, entouré d'une auréole large et peu brillante. Nous avons essayé d'obtenir un foyer mieux défini et plus petit par trois procédés :

1° Nous avons réduit la dimension du filament et du trou de la cupule qui l'entoure. On constate que le diamètre du foyer dépend beaucoup de la distance de la cathode à l'anticathode. La distance optimum entre électrodes est de 3^{mm} seulement. Pour un trou de 4^{mm} de diamètre et un filament de 3^{mm} de longueur, enfoncé de 4^{mm}, le foyer n'a que 0^{mm},6 de diamètre. Mais le courant électronique que peut émettre le filament, même surchauffé, est inférieur à celui que l'anticathode de cuivre peut supporter. D'autre part, la faible distance entre électrodes ne permet pas d'utiliser des tensions supérieures à 30 ou 40 kV.

2° Nous avons utilisé une lentille magnétique. L'installation de la bobine nécessite la construction d'un tube spécial. D'autre part la bobine, assez volumineuse et proche du foyer, empêche d'approcher les chambres de diffraction aussi près de la source de rayons X qu'avec un tube ordinaire. Les résultats ne sont pas très intéressants.

3° Le procédé le plus commode et le plus efficace est l'emploi d'une lentille électrostatique. Elle est réalisée très simplement en isolant électriquement la cupule de concentration du filament et en portant celle-ci à un potentiel auxiliaire, négatif par rapport au filament. Les électrons sont alors repoussés et concentrés sur un étroit foyer. La différence de potentiel est produite par le passage du courant électronique dans une résistance variable (de 10 000 à 100 000 Ω). C'est le montage classique du canon à électrons des oscillographes cathodiques. Le filament spiralé de 3^{mm} de longueur est enfoncé de 4^{mm} dans la cupule dont l'ouverture a 6^{mm} de diamètre. Quand la tension auxiliaire est de

300 volts, le foyer a $0,4 \times 1^{mm}$ et apparaît, à cause de l'inclinaison de l'anticathode, sous forme d'une petite raie de $0,4 \times 0^{mm},1$. L'auréole a complètement disparu. L'émission électronique du filament est suffisante avec un chauffage normal, et l'on peut éloigner les électrodes suffisamment (6^{mm}) pour que le tube résiste aux tensions habituellement utilisées en radiocristallographie. L'installation du dispositif sur un tube normal ne demande que des modifications très simples de la cathode et du générateur.

Le foyer fin, en radiographie, permet d'obtenir des clichés nets, même si l'objet n'est pas au contact de la pellicule. Pour l'analyse cristalline, il rend inutile le collimateur pour délimiter le pinceau de rayons X. Celui-ci est défini par la tache focale et un seul trou placé près de l'échantillon. Le réglage de l'alignement du collimateur est supprimé et le rendement du tube est accru, puisque toute la tache focale est utilisée. Un autre avantage provient de ce que, plus le foyer est fin, mieux la chaleur peut se dissiper : la brillance de la source peut être augmentée sans détérioration de l'anticathode.

Les diagrammes de diffraction sont ainsi plus intenses qu'avec un tube à large foyer (comme la plupart des tubes scellés) pour une consommation de courant bien plus faible. Avec un tube à anticathode fixe et à foyer fin, le débit maximum à prévoir est de 10 mA : il est ainsi possible de réaliser une économie de 50 % sur la puissance des générateurs utilisés couramment à l'heure actuelle dans les installations de radiocristallographie.

RAYONS X. — *Conditions de précision dans la méthode de Laue.*

Note de M. **Jean Barraud**, présentée par M. Armand de Gramont.

Ces conditions de précision sont relatives :

1° *à la définition des pointés;*

2° *à la perpendicularité de l'axe du faisceau au plan de référence du cristal et au plan de la surface sensible.*

Nous nous sommes placé dans le seul cas où le faisceau de rayons X est défini par un *collimateur* constitué par deux diaphragmes circulaires coaxiaux de même diamètre $2r$, séparés par une distance l. Nous supposons également que la source de rayons X est assez large pour couvrir le champ conique du collimateur. Nous n'avons enfin en vue que des échantillons possédant une face plane bien définie, naturelle ou non, prise comme face de référence.

1° *Focalisation. Définition des pointés.* — Soit une lame infiniment mince appliquée contre le diaphragme de sortie. Si l'on étudie la marche des rayons dans le plan axial perpendiculaire à une famille de plans réticulaires, on voit que les rayons issus d'un point du diaphragme d'entrée et réfléchis sur les plans réticulaires admettent une caustique (aberration sphérique). Si l'ouverture $2r$ du diaphragme est suffisamment petite, le faisceau réfléchi devient à peu près stigmatique. Si maintenant on fait varier l'angle de Bragg θ, le

sommet du faisceau décrit un cercle de diamètre l, ayant son centre sur l'axe du collimateur et tangent au diaphragme de sortie (courbure de champ) [1]. Nous avons pu démontrer que, pour une *ouverture quelconque*, la section la plus étroite du faisceau correspond à une distance d du plan d'observation au diaphragme de sortie donnée par

$$d = l\cos^2 2\theta - r\sin 4\theta. \tag{1}$$

L'aberration au bord de la tache le plus éloigné du centre du diagramme (bord extérieur) est exprimée par

$$\delta \sim \frac{r^2}{l}\tan g\, 2\theta. \tag{2}$$

Pour les ouvertures usuelles, cette aberration est extrêmement faible et le stigmatisme est presque rigoureux. Pour $l = 44^{\text{mm}},1$; $2r = 0^{\text{mm}},71$ et $2\theta = 45°$, δ (calculée) vaut $0^{\text{mm}},003$. On a une véritable image de celui des diamètres du diaphragme d'entrée qui est contenu dans le plan axial défini plus haut.

Si l'on considère maintenant les rayons se propageant en dehors du plan axial, on voit qu'un point du diaphragme d'entrée a pour image un segment de droite perpendiculaire à ce plan (astigmatisme).

Ces considérations, jointes à celles que nous avons exposées dans une précédente Communication [2] relative à la structure complexe des taches de Laue, nous ont amené à pointer systématiquement sur le bord extérieur de la composante correspondant à la face du cristal en contact avec le diaphragme de sortie, la surface sensible étant placée à la distance donnée par la formule (1). On peut alors appliquer en toute rigueur, pour calculer θ, la formule

$$\text{tang}\, 2\theta = \frac{(\rho - r)}{d}, \tag{3}$$

ρ étant la distance du bord de la tache à l'axe du faisceau. Étant donnée la petitesse de l'ouverture, la condition de focalisation est pratiquement réalisée pour un grand intervalle de θ. Toutefois, comme on peut s'en rendre compte facilement en construisant les deux rayons marginaux, il faut qu'aucune des valeurs de d calculées par la formule (1) ne soit plus grande que la distance de la surface sensible au diaphragme de sortie. Si cette condition n'était pas réalisée, la formule précédente ne serait plus applicable et l'on devrait utiliser la formule moins simple

$$\text{tang}(2\theta + \alpha) = \frac{\rho + r}{d}, \qquad \text{avec} \quad \text{tang}\,\alpha = \frac{2r}{l}. \tag{4}$$

2° *Élimination du défaut de perpendicularité de l'axe du collimateur à la face de référence du cristal et à la surface sensible.* — Un calcul de trigono-

---

(1) C. S. BARRETT et C. E. HOWE, *Phys. Rev.*, **39**, 1932, p. 891.

(2) J. BARRAUD, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 394.

métrie sphérique montre que, si l'on prend deux diagrammes du même cristal pour deux positions de celui-ci différant d'une rotation de 180° dans le plan de référence, on obtient pour une même tache deux valeurs θ_1 et θ_2 telles que

$$\sin\theta = \frac{\sin\theta_1 + \sin\theta_2}{2}, \tag{5}$$

θ étant l'angle correspondant à la perpendicularité rigoureuse de la face de référence à l'axe du faisceau. Il suffit que le plan de référence et la surface sensible soient perpendiculaires à l'axe à 30′ près, pour que θ soit déterminé à une minute près environ. Dans ce cas la formule précédente se simplifie d'ailleurs, et l'on peut écrire

$$\theta \sim \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}. \tag{5'}$$

Nous avons pu réaliser un appareil dont les réglages sont permanents, dans lequel le plan de référence et le plan de la surface sensible sont définis par construction d'une façon parfaitement stable et qui permet de mettre commodément en œuvre la méthode que nous venons d'exposer. Cet appareil est adapté en particulier à la détermination précise de l'orientation des lames cristallines utilisées en optique, en piézoélectricité et dans la construction des monochromateurs-focalisateurs ([3]) et spectrographes à rayons X. La précision qui est actuellement de l'ordre de la minute n'est pratiquement limitée que par celle des pointés, fonction elle-même de la définition de la tache.

RADIOACTIVITÉ. — *Intensité des rayons γ mous et des rayons X de fluorescence de* RAc *et ses dérivés*. Note de M. **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre des rayons γ de RAc et ses dérivés, obtenu par la méthode de diffraction cristalline ([1]), ressemblant à celui de RaB + RaC, peut se décomposer en deux parties : 1° le domaine de grande énergie jusqu'aux spectres K; 2° celui des raies K de fluorescence et des raies γ d'énergie inférieure.

Depuis la présentation de notre dernière Note ([2]) sur la détermination de l'intensité des rayons X et γ mous de RaB + RaC par la méthode d'absorption sélective, nous avons étendu notre étude à RAc et ses dérivés dans le même domaine d'énergie. L'appareillage utilisé était le même, constitué par une chambre d'ionisation à xénon et un électromètre de Compton ([3]).

([3]) H. H. Johann, *Zeits. Physik.*, 69, 1931, pp. 185-206; Y. Cauchois, *Thèse*, Paris, 1933; T. Johansson, *Zeits. Physik*, **82**, 1933, p. 507; A. Guinier, *Thèse* (*Annales de Physique*, **12**, 1939, p. 161); J. Barraud, *Comptes rendus*, **214**, 1942, pp. 795-797.

([1]) M. Frilley, *Journ. Phys. et Rad.*, **1**, 1940, p. 34.

([2]) Tsien San-Tsiang, *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 599.

([3]) Tsien San-Tsiang, *Journ. Phys. et Rad.*, **3**, 1942, p. 1.

La source était de RAc en équilibre avec ses dérivés, mélangé avec de l'oxyde de lanthane (densité superficielle, 10 mg/cm²), ayant une intensité de 9,3 millicuries. L'angle solide utile étant $5,7.10^{-4}$ stéradians. Un écran d'aluminium de 2^{mm} d'épaisseur était placé entre la source et la chambre d'ionisation pour absorber les rayons X des spectres L.

Des écrans de Sm^2O^3 et Gd^2O^3 (densité superficielle globale = 175 mg/cm²) étaient utilisés pour absorber le rayonnement de 50 ekV (λ = 247,5 U. X.) de RAc et des écrans de Re, Bi et ThO^2 (densité superficielle des éléments métalliques = 235 mg/cm²) pour absorber les deux groupes principaux des spectres K. Les résultats observés sont groupés dans le tableau suivant avec la longueur d'onde des rayonnements [1]. Le courant observé sans écran est 66,8 (en unité arbitraire).

		Élément						Écran		Courant observé	
R.	I.	81.	82.	83.	84.	86.	88.	Élém.	Disc.	(en U. A.).	Groupe;
247,5	aF	–	–	–	–	–	γ	$_{62}$Sm	264,4	47,3	γ
								$_{64}$Gd	246,2	48,3	
175,0	f	K_{α_2}				–	–	$_{75}$Re	173,5	30,8	$K_{\alpha 1}$
170,0	m	K_{α_1}	K_{α_2}	-	–	–	–				
165,2	f		K_{α_1}	K_{α_2}	–	–	–				
160,6	m	–	-	K_{α_1}	K_{α_2}	–	–				
156,0	m	–	–	–	K_{α_1}	–	–				
152,5	F	–	–	–	–	K_{α_2}	–				
147,6	tF	–		–		K_{α_1}	–				
144,8	f	–	–	·	–	–	K_{α_2}				
139,5	m	–	–	–	–	–	K_{α_1}				
130,8	aF	–	–	–	–	$K_{\beta_{1,3}}$	–	$_{83}$Bi	136,78	39,1	$K_{\beta 2}$
126,5	f	–	–	–	–	K_{β_2}	–	$_{90}$Th	112,70	38,9	

R, rayonnement (λ en U. X.). — I, intensité estimée; aF, assez forte; f, faible; m, moyenne; F, forte; tF, très forte. — Éléments : 81, (AcC → AcC''); 82, (AcC' → AcD) (AcC'' → AcD); 83, (AcB → AcC). 84, (An → AcA) (AcC → AcC'); 86, (AcX → An); 88, (RAc → AcX). — Disc., discontinuité K (λ en U. X.). — (en U. A.), en unités arbitraires.

En utilisant la relation empirique du saut d'absorption pour la discontinuité K [4] : $\delta_K = E_K/E_{L_1}$, où E_K et E_{L_1} sont les énergies des niveaux K et L_1 du corps considéré et en prenant, pour les longueurs d'onde moyennes des groupes K_α et K_β les valeurs λ = 149 et 130 U. X., nous trouvons les intensités

	I_γ.	I_{K_α}.	I_{K_β}.
Photons pour 100 désintégrations........	3,4 ± 0,8	45 ± 13	9,5 ± 3,0

Dans le calcul nous avons admis 21,3 ± 0,8 eV [valeur nouvellement déterminée [5]] comme l'énergie nécessaire pour produire une paire d'ions dans le xénon.

(4) E. Jönsson, *Inaugural Dissertation*, Upsala, 1928.
(5) N. L. Walbridge, *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 832.

Dans un travail précédent ([3]) nous avons déterminé l'intensité des rayons γ mous de RAc par la décomposition de la courbe d'absorption dans l'aluminium. En nous servant de la courbe représentant la variation de l'efficacité de la chambre à xénon ([2]) et des constantes plus récentes, nous avons recalculé l'intensité de différents groupes des rayons γ de RAc et trouvé les valeurs corrigées

	E.	I.
Photons pour 100 désintégrations..........	15 ekV	10 ± 4
	50 ekV	$2,6 \pm 0,8$
	125 ekV	23 ± 12

Dans la limite d'erreur expérimentale, l'intensité du groupe $E = 50$ ekV est en bon accord avec celle trouvée par la méthode d'absorption sélective (I_L). *La valeur moyenne adoptée est* $3,0 \pm 0,6$ *photons pour* 100 *désintégrations.*

CHIMIE PHYSIQUE. — *Application de la notion de parachor spécifique à la détermination du rayon de l'ion* H^+. Note de M. **Henri Triché**.

Nous avons déjà indiqué la possibilité de calculer le rayon d'un ion, quand on connaît les parachors de deux de ses composés d'un même type.

Il est intéressant d'appliquer la méthode ([1]), même si elle ne donne qu'un ordre de grandeur, au cas de l'ion H^+ dont on regarde généralement le rayon comme pratiquement nul.

Cas des acides halogénés. — On connaît les parachors pour HCl, 67,8; pour HBr, 81,4; pour HI, 105,3. Les rayons des ions halogènes sont Cl^- 1,81 Å; Br^- 196 Å; I 2,20 Å. Soit x le rayon de l'ion H^+; on a

$$\frac{67,8}{x^3+(1,81)^3} = \frac{81,4)}{x^3+(1,96)^3} = \frac{105,3}{x^3+(2,20)^3} = Ps.$$

La première équation donne $x = 1,27$ Å avec Ps 8,58; la seconde donne $x = 1,46$ Å avec Ps 7,61.

L'ion H^+, n'ayant pas d'électrons, ne se comporte pas comme les autres ions positifs. Il se rapproche de l'ion halogène en le déformant fortement ([2]); or la distance d des noyaux se déduit de l'étude de moments d'inertie ([3]) et l'on a pour HCl, $d = 1,265$ Å; pour HBr, $d = 1,407$ Å.

Si l'on compare ces distances aux rayons trouvés pour H^+, on est amené à admettre que l'ion H^+ se trouve partiellement, sinon complètement, à l'intérieur de l'ion halogène qui se dilaterait ainsi d'un volume égal.

Confrontons ces conclusions avec les autres résultats connus, pour justifier le nouveau point de vue que nous proposons.

([1]) Triché, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 737.

([2]) Van Arkel et de Boer, *La valence et l'électrostatique*, Paris, p. 39.

([3]) *Ibid.*, p. 111.

Volumes moléculaires. — Le rayon de l'ion H^+ serait donc du même ordre de grandeur que celui des ions alcalins; on doit alors s'attendre à trouver des volumes moléculaires voisins pour HCl solide et les halogénures alcalins; or on trouve pour ClH, 24,6; pour ClNa, 27; pour ClLi, 20.

Réseau moléculaire. — La position particulière de l'ion H^+ fait conclure à une liaison ionique; mais d'autre part il semble bien établi que le réseau cristallin des acides halogénés est moléculaire. On admet que la valeur élevée du volume moléculaire est en faveur d'un réseau moléculaire. Cet argument doit être abandonné, car, si le volume apparent est de l'ordre de celui des halogénures alcalins, il en est de même du volume réel. Il est plus logique d'expliquer la formation du réseau moléculaire de HCl par la forme de sa molécule, l'ion H^+ étant noyé dans l'ion halogène dilaté, ce qui donne un ensemble quasi-neutre.

Maille cristalline. — L'étude aux rayons X ([1]) a montré que la maille des hydracides contient quatre molécules et a, suivant la température, les volumes suivants :

ClH... 162 ou $154,7.10^{-24}$ cm³; BrH... 192 ou 190.10^{-24} cm³.

A l'aide du parachor, on trouve pour HCl, $\Sigma r^3 = 7,97$ et, pour volume de quatre molécules, $135,5.10^{-24}$. Pour HBr on trouve respectivement 9,57 ou 10,63 et $178,06.10^{-24}$ ou $160,3.10^{-24}$ cm³. Les volumes réels des molécules dans la maille sont donc bien inférieurs aux volumes des mailles.

Comparaison avec l'argon. — D'après van Arkel et de Boer ([2]), on se représente la molécule HCl, comme une atmosphère électronique entourant deux noyaux.

Or l'acide chlorhydrique cristallise comme l'argon dans le système cubique à faces centrées; la maille contient quatre molécules. Si les atomes d'argon sont au contact, leur rayon doit être de 1,92 Å; s'il en est de même pour HCl, les mesures de Natta donnent par la maille une arête de 5,46 Å, d'où pour la molécule, un rayon de 1,93 Å. Nous trouvons alors, pour le rayon de l'ion H^+, 1,08 Å.

La concordance avec nos mesures précédentes est suffisante, car nous n'avons pas tenu compte de la déformation de Cl^- par H^+.

Conductibilité électrique. — L'acide ClH pur est extrêmement peu conducteur. La forme particulière de la molécule explique le fait : les deux ions interpénétrés forment un dipôle.

Réfraction moléculaire. — Elle indique que les orbites électroniques des ions halogènes sont déformés par l'ion H^+, et l'on a déjà été conduit à admettre que cet ion, formé par un noyau unique, est dans l'enveloppe électronique de l'autre. La considération des parachors confirme le fait.

([1]) NATTA, *Gazz. chim. ital.*, 63, 1939, p. 425.

Cas des composés NH^3, PH^3, AsH^3. — Les parachors de ces trois composés sont respectivement 60,3; 94,5; 104,2. Les rayons des ions trivalents N^{---}, P^{---}, As^{---} sont 1,71; 2,12; 2,22 Å. Par un calcul analogue au précédent on trouve, pour l'ion H^+, un rayon de 1,00 Å à partir de NH^3 et PH^3, ou de 1,42 Å à partir de PH^3 et AsH^3. Comparant encore ces valeurs du rayon aux distances des noyaux, grâce à l'analyse des spectres de bande, on trouve : distance N — H = 1,02 Å; distance P — H = 1,5 Å. Il y a donc pratiquement concordance entre la distance des noyaux et le diamètre de l'ion H^+.

Ajoutons d'ailleurs que l'étude de l'ion OH^- vient renforcer les résultats précédents. On admet qu'ici l'ion H^+ pénètre jusqu'au noyau de l'ion O^{--} en donnant un ensemble analogue à l'ion F^- (F^- et OH^- ont d'ailleurs des rayons presque identiques : 1,33 Å et 1,34 Å). Mais d'autre part les rayons de OH^- et O^{--} sont respectivement 1,34 Å et 1,35 Å. L'introduction de l'ion H^+ ne dilate pas l'ion O^{--}; la distance de l'ion H^+ au noyau de l'ion O^{--} est nulle, et il en est de même de son rayon dans cette combinaison.

On peut donc admettre la généralité de la règle que nous avons mise en évidence. Le rayon de l'ion H^+ dans un de ses composés est donc variable et sensiblement égal à la distance qui sépare le centre de son noyau du centre du noyau de l'ion négatif qui lui est associé. Ce dernier se dilate d'un volume égal à la partie de l'ion H^+ qu'il renferme. Ce résultat n'est pas en contradiction avec les autres résultats déjà connus, sauf avec la petitesse extrême toujours attribuée à l'ion H^+. Le rayon de ce dernier peut être considéré comme nul quand il est seul, mais il aurait une valeur relativement grande quand l'ion H^+ est à l'intérieur d'un anion.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la solubilité de l'azote dans le méthane et le propane liquides.* Note de MM. **E. Vellinger** et **E. Pons**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans une étude du gaz de Saint-Marcet, nous avons été amenés à déterminer la solubilité de l'azote dans les hydrocarbures gazeux, paraffiniques, liquéfiés. Cette détermination a été faite à des pressions inférieures à la pression atmosphérique et à la température de — 183° dans l'oxygène liquide. La température a été contrôlée par un thermomètre à tension de vapeur à oxygène de Stock. L'appareil en verre pyrex, entièrement soudé, est représenté schématiquement dans la figure ci-après. Il se compose d'une burette à gaz B, d'un tube en U avec un petit réservoir à sa partie inférieure et d'un tube manométrique M, muni d'un réservoir R à sa partie supérieure. Aux deux extrémités se trouve soudé un robinet à trois voies dont l'une sert au remplissage de l'appareil et dont l'autre communique, par l'intermédiaire d'un tube en caoutchouc, avec un réservoir à mercure. Les diverses parties entre repères de l'appareil ont été soigneusement jaugées. On introduit le mélange azote-hydrocarbure dans

l'appareil selon une modalité sur laquelle nous ne pouvons pas insister ici. En agissant sur les robinets à trois voies, on met l'appareil en relation avec les réservoirs à mercure et on place le petit réservoir U dans l'oxygène liquide.

Connaissant le volume total de l'appareil, les valeurs des parties comprises entre les repères *a-b* et *a-c* et en amenant le niveau de mercure toujours en face de ces repères, on peut mesurer la pression du système. Connaissant la tension partielle de l'hydrocarbure à cette température, on peut en déduire la tension partielle de l'azote et, par conséquent, le volume de l'azote dissous dans l'hydrocarbure liquéfié. Pour éviter des erreurs grossières sur la mesure du volume du liquide, nous avons ramené la solubilité de l'azote à 100^{cm^3} d'hydrocarbure gazeux liquéfié.

Pour faire de bonnes mesures on doit s'assurer que le système est bien en équilibre. Une série d'opérations permet d'accélérer cette mise en équilibre, grâce au réservoir R (*fig.* I). Pendant toute la durée de mise en équilibre, la pression du système évolue; il est facile de noter la fin de cette évolution en traçant la courbe de pression en fonction du temps.

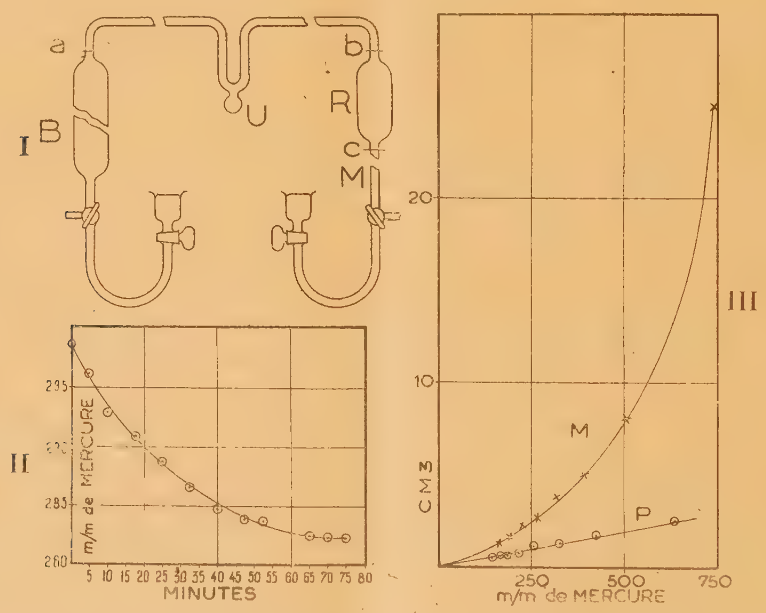


Fig. I. — Appareil pour la mesure de la solubilité de l'azote dans les hydrocarbures gazeux liquéfiés.
Fig. II. — Évolution de la pression du système, en fonction du temps.
Fig. III. — Centimètres cubes d'azote dissous dans 100^{cm^3} d'hydrocarbures gazeux liquéfiés, en fonction de la pression. M, méthane; P, propane.

Les résultats, pour le méthane et le propane, sont représentés ci-dessus (*fig.* III). Remarquons en premier lieu que la solubilité de l'azote dans le méthane liquéfié est beaucoup plus grande que dans le propane. En outre, dans l'intervalle de pression examiné, la loi d'Henry ne s'applique pas pour le

méthane, alors qu'elle s'applique avec une approximation satisfaisante au propane. Nous nous réservons de discuter ces faits lorsque l'examen des autres hydrocarbures gazeux sera terminé.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Effet accélérateur du carbone sur la vitesse de diffusion entre des alliages austénitiques au fer-nickel.* Note [1] de MM. **Pierre Chevenard** et **Xavier Waché**, présentée par M. Léon Guillet.

La théorie de la diffusion métallique la plus communément admise [2] suppose certains atomes animés d'oscillations dont l'amplitude est suffisante pour leur permettre de changer de place dans le réseau. Elle prévoit, et l'expérience le confirme, que le nombre de ces atomes et par conséquent la vitesse de diffusion croissent très vite avec la température, selon une loi en $e^{-\frac{Q}{RT}}$: dans cette expression, Q est la chaleur de diffusion rapportée à un atome-gramme, R la constante des gaz parfaits, et T la température absolue.

D'après la même théorie, la diffusion doit être rendue plus facile si la régularité du réseau vient à être troublée par une intervention mécanique ou par une transformation allotropique. Si, par exemple, il y a diffusion entre deux ferronickels de titres différents, et si l'un d'eux renferme des carbures qui se dissolvent progressivement quand la température s'élève, cette introduction des atomes de carbone dans le réseau doit rendre plus actif le cheminement des atomes de fer et de nickel : la vitesse croîtra plus vite avec la température T que selon la loi en $e^{-\frac{Q}{RT}}$. Nous avons entrepris de vérifier cette prévision par la *méthode des agrégats multilames*. Rappelons en quoi elle consiste [3].

On empile des feuilles alternées de deux métaux ou alliages, qui doivent être ferromagnétiques ou susceptibles de le devenir par diffusion. On soude le bloc par laminage à chaud, on poursuit le laminage à froid et, dans la tôle obtenue, on découpe des barreaux que l'on soumet à des recuits isothermes à l'abri de l'air. Ces recuits déterminent la diffusion. Leur efficacité est caractérisée par des essais au thermomagnétomètre enregistreur : au fur et à mesure que la température et la durée des recuits augmentent, la courbe *aimantation-température* se déforme peu à peu, pour aboutir à la courbe de l'alliage moyen, une fois l'homogénéisation obtenue. On peut suivre pas à pas la marche de la diffusion et repérer de manière précise, pour les différentes températures de recuits, les durées caractéristiques τ nécessaires pour atteindre un degré d'avancement déterminé. Dans le cas des multilames formées de ferronickels

---

(1) Séance du 13 décembre 1943.

(2) Voir en particulier H. Braune, *Z. physik. Chem.*, 110, 1924, p. 147; W. Jander, *Z. anorg. Chem.*, 163, 1927, p. 1.

(3) *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 71.

purs, le logarithme de τ [plus exactement $\log(1+N)$ N étant la durée τ exprimée en minutes] est, avec une excellente précision, une fonction linéaire de $1/T$ ([4]).

Pour mettre en évidence le rôle du carbone, nous avons préparé deux multilames ayant pour composant commun un ferronickel additionné de carbone et de chrome : C 0,30; Ni 22,5; Cr 2,1; Mn 1,4 %. La multilame I a pour deuxième composant un alliage nickel-chrome : C 0,05; Ni 91,4; Cr 6,9; Mn 1,5. Dans l'autre, II, le ferronickel est associé au nickel pur. Toutes deux ont des lamelles d'une épaisseur moyenne égale à 40^{μ}.

La multilame I jouit d'une curieuse propriété. Formée d'alliages paramagnétiques, faiblement ferromagnétique après fabrication, car la soudure amorce la diffusion, elle devient fortement ferromagnétique après homogénéisation. Au fur et à mesure qu'on fait croître la durée du recuit à une température donnée, on voit l'aimantation à la température ambiante s'élever de la valeur initiale $\mathcal{J}_0$ à la valeur $\mathcal{J}_1$, correspondant à l'état homogénéisé. Sur le diagramme semilogarithmique de la figure 1, l'aimantation est repérée en

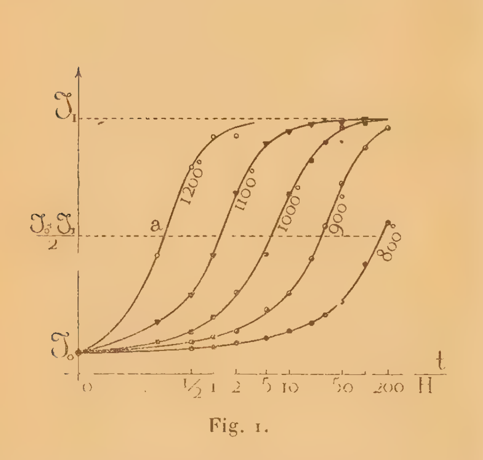


Fig. 1.

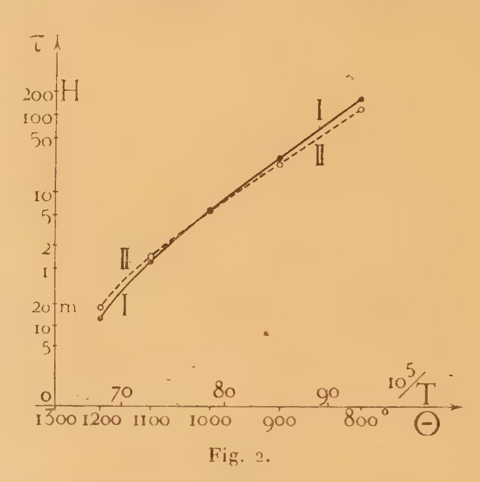


Fig. 2.

unités arbitraires par la déviation du thermomagnétomètre à 20° : on note la faible dispersion des points expérimentaux et la précision avec laquelle on peut mesurer, aux températures centigrades à 800°, 900°, ..., 1200°, les abscisses des points tels que a correspondant à une aimantation égale à la moyenne $(\mathcal{J}_0+\mathcal{J}_1)/2$: ces abscisses sont choisies pour durées caractéristiques τ.

Or les durées τ, portées en fonction de $1/T$ sur le diagramme de la figure 2, donnent la courbe I, *dont l'incurvation très nette vers le bas traduit l'accélération prévue*. Une incurvation semblable se retrouve sur la courbe II, relative à la multilame ferronickel-nickel, dont l'aimantation à 20° s'accroît aussi au fur et à mesure que la diffusion enrichit le nickel en fer γ.

([4]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 612.

La méthode des multilames, dont l'emploi est malheureusement limité aux seuls alliages ferromagnétiques à bas point de Curie, rachète ce défaut par une sensibilité très supérieure à celle des autres méthodes. Outre l'effet accélérateur du carbone sur la diffusion dans les ferronickels, elle a permis de mettre en évidence, dans les mêmes alliages, la variation du cœfficient de diffusion avec la teneur en nickel.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Catalyse de l'insolubilisation photochimique du soufre*. Note [1] de MM. **Charles Dufraisse** et **Jean Baget**, présentée par M. Marcel Delépine.

En 1870 A. Lallemand [2] annonçait qu'une irradiation intense de solutions de soufre faisait apparaître du soufre insoluble. Ce phénomène a relativement peu retenu l'attention depuis l'étude qu'en a faite M. Berthelot [3], encore qu'il ait suscité plusieurs travaux importants [4]. L'occasion s'est présentée pour nous de l'aborder par une autre voie.

L'origine du travail a été notre intention de rechercher si le soufre ne se fixait pas à la manière de l'oxygène sur les hydrocarbures photooxydables. Des essais préliminaires d'insolation de l'un de ces corps en solutions de soufre avaient montré qu'il se formait aussitôt un précipité d'apparence amorphe; mais l'abondance du produit formé, sans que la liqueur paraisse s'appauvrir en corps organique, donnait à penser que le soufre seul faisait les frais du changement. Nous avons alors entrepris un examen plus approfondi de cette réaction; nos expériences ont porté d'abord sur le rubrène (tétraphénylnaphtacène).

On exposait par grand soleil d'été des tubes scellés contenant les solutions essayées. Avant scellement, l'air avait été soigneusement enlevé, pour éviter la photooxydation du réactif, surtout aux faibles teneurs. Quand on avait en vue des comparaisons, on notait les temps au bout desquels se manifestait le premier louche.

On n'a pas manqué de s'assurer que le précipité, dûment lavé, était formé de soufre pur. Les analyses ont indiqué des titres tels que 99,1, 99,3, 99,5 %.

La nature de l'action du rubrène a ensuite été examinée. En opérant, pour comparaison, sur le soufre seul sans catalyseur, on a trouvé, comme l'avait déjà signalé Rankin (1907), que la concentration en soufre a une grande influence sur la vitesse d'apparition du premier louche. Le seuil de concentration pour un trouble perceptible se place aux environs de 20^g par litre pour

---

(1) Séance du 13 décembre 1943.

(2) *Comptes rendus*, 70, 1870, p. 182.

(3) *Comptes rendus*, 70, 1870, p. 941; *Ann. Chim. et Phys.*, 4e série, 26, 1872, p. 462.

(4) G. A. Rankin, *J. Phys. Chem.*, 11, 1907, p. 1; A. Wigand, *Phys. Chem.*, 77, 1911, p. 423; R. Audubert, *Ann. Phys.*, 18, 1922, p. 5.

le soufre seul, dans les conditions opératoires adoptées (solvant CS^2; tubes de 10^{mm} de diamètre, disposés normalement au soleil; examens par éclairage latéral sur fond sombre); il s'abaisse à 1^g par litre en présence de rubrène. Dans les mêmes conditions et pour une teneur en soufre de 20^g par litre, le seuil d'activité du rubrène s'est situé vers 1^{mg} par litre, soit à une concentration de l'ordre du millionième. Comme d'ailleurs l'hydrocarbure ne paraît pas attaqué, son action est sûrement d'ordre catalytique.

Quand la teneur en catalyseur augmente, pour une même concentration en soufre (1^g par litre), l'activité croît d'abord, puis se stabilise à partir de 5^g par litre environ, sans doute parce que les radiations actives sont totalement absorbées.

Tous les solvants ne conviennent pas également. Le sulfure de carbone paraît le plus actif, avec l'éther qui lui est comparable; le thiophène et le méthylal sont nettement plus faibles. Il n'a pas été observé de précipité dans les solvants suivants, contenant par litre 1^g de rubrène et 2^g de soufre : dioxane, pyridine, carbonate d'éthyle, orthoformiate d'éthyle, sulfure d'éthyle, malonate d'éthyle, benzoate de méthyle, ester acétylacétique, oxalate d'éthyle, acétate d'éthyle. On n'a pas encore recherché si leur action était empêchante ou s'ils n'intervenaient pas chimiquement, comme ce paraît être le cas pour le tétrachlorure de carbone, où l'on a constaté à la fois une rétrogradation du louche formé dans les premiers instants et une disparition du rubrène. Ce point fera l'objet d'expériences à part.

Suivant Rankin, le soufre insoluble photochimique rétrograderait assez rapidement à l'obscurité en variété soluble. Le phénomène a été signalé de nouveau par Wigand, mais limité à la partie de la matière qui se trouve en suspension colloïdale. A part l'observation en tétrachlorure de carbone qui vient d'être relatée, nous n'avons rien observé d'analogue avec la photoprécipitation catalysée. Nous avons simplement constaté, comme Wigand, que, desséché, ce précipité rétrogradait avec une extrême lenteur à la température ordinaire; mais, au contact de la liqueur mère, il reste plusieurs années sans redissolution notable.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'union labile du carbone et de l'oxygène. Le mésodiphénylazanthracène-α.* Note de M. **André Étienne**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le raisonnement qui nous conduisit naguère, Ch. Dufraisse et moi-même [1], à prévoir chez les anthracènes la photooxydabilité et ses conséquences, se prête à de larges extensions. Il revient en principe, on le sait, à mettre en résonance deux carbones polyarylméthaniques, entre lesquels peut alors s'établir, ou

(1) *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 280.

bien s'enlever, un pont d'oxygène. On avait obtenu un tel résultat en reliant ces deux carbones par deux noyaux aromatiques. On aboutissait ainsi à la structure anthracénique (I) pour laquelle la propriété de l'union labile avec l'oxygène avait été annoncée, puis reconnue expérimentalement aux mésocarbones, avec formation d'un photooxyde (II).

Les mêmes conséquences doivent évidemment appartenir à tout système construit suivant un modèle semblable. En particulier, les deux noyaux aromatiques extérieurs de la molécule d'anthracène doivent être remplaçables, isolément ou simultanément, par des cycles d'autres sortes, pourvu qu'ils soient doués du caractère aromatique. J'ai pensé tout d'abord à la pyridine, ce qui nous conduit aux azanthracènes. Il est difficile en effet d'imaginer entre deux noyaux une ressemblance plus étroite qu'entre ceux du benzène et de la

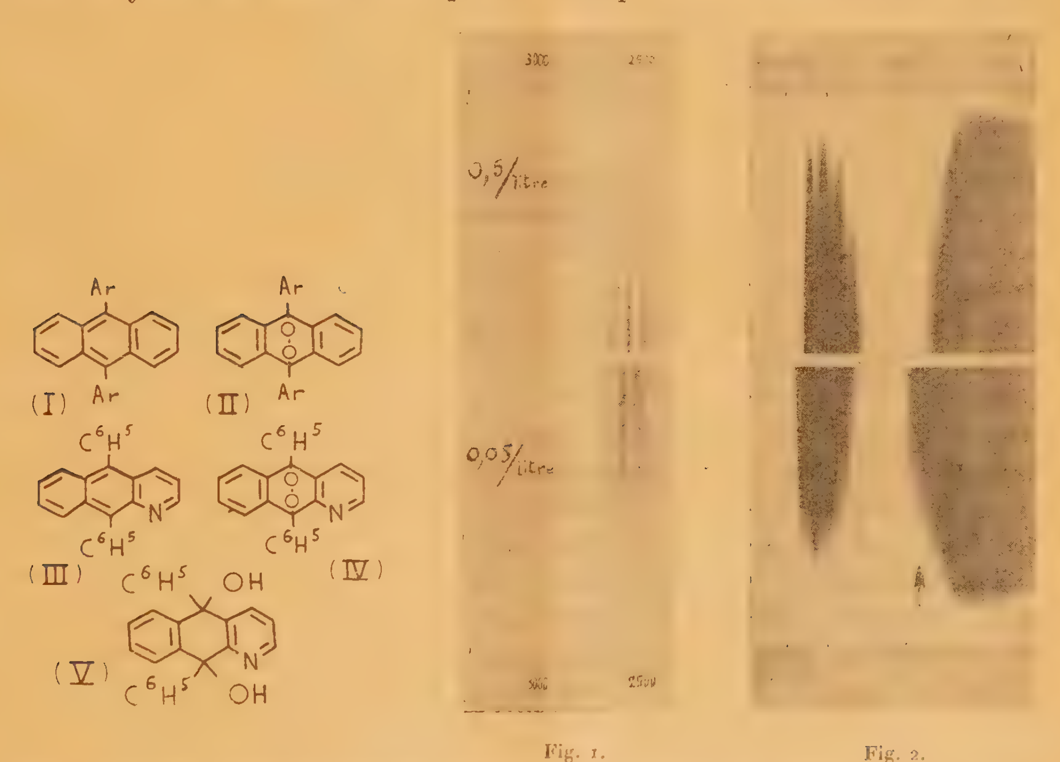


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Spectres d'absorption comparés (figures de Hartley corrigées) du benzène (en haut) et de la pyridine (en bas). Solutions dans l'alcool : benzène, $0^g,5$ par litre; pyridine, $0^g,05$ par litre.

Fig. 2. — Spectres d'absorption comparés (figures de Hartley corrigées) du mésodiphénylanthracène (en haut) et du mésodiphénylazanthracène (en bas). Solutions à $0^g,25$ par litre dans l'alcool.

pyridine quant à leurs structures électroniques, c'est-à-dire à celles de leurs particularités qui intéressent le plus directement la mésomérie de l'édifice à réaliser. On a une expression plus concrète de cette analogie en comparant les spectres d'absorption (*fig.* 1), le spectre étant le caractère le plus représentatif de l'état électronique de la molécule. Il était donc à supposer que la substitution d'une pyridine à un benzène dans les anthracènes modifierait peu

les relations mutuelles des mésocarbones et par suite leur comportement vis-à-vis de l'oxygène.

Une autre raison guidait mon choix. Il n'y a pas que des ressemblances entre les noyaux interchangés; il y a aussi des différences, et elles sont considérables, mais ce sont elles surtout qui m'attiraient par leurs répercussions, prévisibles ou non, sur le phénomène de l'union labile de l'oxygène au carbone. L'atome d'azote, qui tient si exactement la place d'un méthine, —CH=, dans la molécule en repos chimique, manifeste, à l'occasion, une individualité tranchée, principalement par le doublet libre d'électrons qui distingue si profondément le sommet azoté des similaires carbonés. Peut-être en résulte-t-il déjà quelque modification plus ou moins accentuée du régime résonant des azanthracènes, par rapport à celui des anthracènes simples. Mais il y a surtout, par ce doublet inoccupé, des possibilités d'agir sur la mésomérie de type anthracénique par d'autres façons que celles qu'offrent les anthracènes carbocycliques étudiés jusqu'ici par Ch. Dufraisse et ses collaborateurs.

Mon étude a commencé par la série azanthracénique-α, où l'azote occupe le sommet le plus actif sur les mouvements de l'oxygène, d'après les faits connus. Le premier corps que j'ai tenu à soumettre à la photooxydation a été le dérivé mésodiphénylé, le correspondant du mésodiphénylanthracène, qui est à l'origine de la question des photooxydes anthracéniques ([1]).

Comme il fallait s'y attendre, l'azote a marqué sans tarder sa présence par de fortes perturbations dans la réaction de formation. En particulier le diquinol (V) générateur de l'azanthracène, le diphényl-9.10 dihydroxy-9.10 azanthracène-1 ($C^{25}H^{19}O^{2}N$), fus. inst. 248-250°, a été obtenu avec beaucoup de peine en phénylant l'azanthraquinone-1 par le bromure de phénylmagnésium; dans cette réaction il se forme aussi deux corps jaunes, fus. inst. 293-295° et 154-155°, dont les proportions relatives peuvent varier suivant les conditions expérimentales, mais sont en large prépondérance sur celles du quinol. Ces produits accessoires ne sont dus qu'à la réactivité spécifique de l'atome d'azote, leurs équivalents n'étant pas observables en série carbocyclique. Le diphényl-9.10 azanthracène-1 (III) ($C^{25}H^{17}N$), fus. inst. 289-290°, a été préparé par réduction du diquinol. Conformément aux prévisions, son spectre est tout à fait semblable à celui du diphényl-9.10 anthracène (*fig.* 2); il n'en diffère que par un léger déplacement de l'ensemble des raies vers les grandes longueurs d'onde et une petite bande supplémentaire (indiquée par la flèche).

Il ne restait alors qu'à soumettre le nouveau corps à l'épreuve de la photooxydation. Irradié à la lumière solaire en solution sulfocarbonique, il s'est transformé dans la proportion de 90 % en un photooxyde ($C^{25}H^{17}O^{2}N$), auquel par analogie doit être assignée la structure (IV). A son tour, ce photooxyde chauffé a rendu à l'état libre jusqu'à 95 % de son contenu d'oxygène.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réduction du mélange d'une cétone et d'un ester par le sodium en présence d'eau; méthode générale de préparation des glycérines pentasubstituées.* Note de M. **Joseph Wiemann**, présentée par M. Marcel Delépine.

J'ai montré ([1]) que la réduction d'un mélange de deux cétones R_1COR_2 et R_3COR_4 donne avec d'assez bons rendements le glycol mixte

$$R_1R_2C(OH)-C(OH)R_3R_4;$$

cette synthèse doit se faire par l'intermédiaire des radicaux $R_1R_2C(OH)-$ et $R_3R_4C(OH)-$.

Or les esters peuvent être réduits à froid par le sodium d'après le schéma

$$2R-CO^2C^2H^5+4Na \rightarrow 2C^2H^5ONa+R-C(ONa)=CONa)-R,$$

et l'on obtient l'acyloïne par hydrolyse ([2]); pour expliquer ce mécanisme, certains auteurs ([3]) ont suggéré parfois, ainsi dans le cas du triméthylacétate, l'existence de radicaux $R-C(ONa)=$, d'autres ([4]) de radicaux

$$R-C(OC^2H^5)(ONa)-.$$

La réduction de cétones par le sodium et l'eau faisant apparaître des radicaux, il était intéressant de voir ce que donnerait le mélange cétone-ester. Les radicaux obtenus à partir de chaque corps se faisant avec des vitesses différentes, et l'ester étant en général assez rapidement saponifié par la réaction alcaline du milieu, le rendement en produit mixte est peu élevé.

Néanmoins j'ai obtenu à partir du mélange de l'ester $R-COOC^2H^5$ et de la cétone R_1COR_2, la glycérine pentasubstituée

$$R_1R_2C(OH)-RC(OH)-C(OH)R_1R_2.$$

Ainsi un mélange d'acétate et d'acétone donne de la pentaméthylglycérine $C^8H^{18}O^3$, distillant vers 130° sous 15^{mm} par ébullition rapide et se solidifiant de suite; F 116°—117° (C % 58,7, H % 11,4 pour 59,2 et 11,1 calculé); Favorski et Oumnova ([5]) indiquent F 118-119°.

Un mélange d'acétate et de méthyléthylcétone donne un mélange des triméthyldiéthyl 1.3-glycérines stéréoisomères $C^{10}H^{22}O^3$ distillant vers 140° sous 15^{mm} par ébullition rapide; par solidification partielle, j'ai pu isoler un composé bien défini F 105,5-106° (C % 62,3; H % 11,6 pour 63,1 et 11,5 calculé).

Le benzoate d'éthyle, réduit en mélange soit avec l'acétone, soit avec la

---

([1]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 764.

([2]) Bouvault et Locquin, *Bull. Soc. Chim.*, 3e série, **35**, 1906, p. 629.

([3]) Scheibler et Emden, *Liebig's Annalen*, **434**, 1923, p. 265.

([4]) Smell et Mc Elvain, *J. Amer. Chem. Soc.*, **53**, 1931, p. 758.

([5]) *Journ. Soc. physico-chim. russe*, **44**. 1912, p. 1381.

méthyléthylcétone, m'a donné la tétraméthylphénylglycérine symétrique et la diméthyl, diéthyl, phénylglycérine symétrique respectivement. Néanmoins ici je n'ai pu obtenir jusqu'à présent que des liquides, et les points d'ébullition élevés ne m'ont permis de les avoir que sous forme de liquides jaune clair, non exempts de produits de décomposition :

Tétraméthylphénylglycérine symétrique $C^{13}H^{20}O^{3}$. — $É_{14}$ 168-169°; $n_D^{12,5}$ 1,5202; $D_4^{12,5}$ 1,079; d'où R. M. 63,16 pour R. M. théorique 63,21; C % 69,3; H % 8,4 pour 69,6 et 8,9 calculé. Diméthyl, diéthyl, phénylglycérine symétrique $C^{15}H^{24}O^{3}$, D_4^{13} 1,062, n_D^{13} 1,513, $É_{13}$ 175-177°; le produit encore moins pur, étant donné son point d'ébullition élevé, est formé par un mélange de stéréo-isomères, et donne R. M. 71,3 pour 72,4 calculé; C % 70 %; H % 9 % pour 71,4 et 9,5 calculé.

Les rendements obtenus ne sont pas élevés : de l'ordre de 5 % dans le cas des esters acycliques et 10 % pour les cycliques, ceux-ci étant beaucoup plus difficilement saponifiables; la cétone se retrouve entièrement soit sous forme d'alcool, soit sous celle de pinacol; il n'y a donc perte que d'ester, qui est saponifié ou réduit, on ne trouve que très peu de produits distillant plus haut dans le cas des esters benzoïques.

Malgré ces rendements faibles, les matières premières étant courantes, et aucune autre méthode de préparation n'étant connue, il y a là une méthode d'obtention générale des glycérines pentasubstituées; les détails opératoires paraîtront dans un autre Recueil.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention des thréo- et érythro-diphényl-1.2 chloro-2 éthanol par estérification chlorhydrique indirecte de l'hydrobenzoïne et de l'isohydrobenzoïne*. Note de M. **Daniel Reulos** et Mlle **Suzanne Le Tellier**, présentée par M. Marc Tiffeneau.

L'estérification chlorhydrique directe de l'hydrobenzoïne (méso) et de ses isomères (*dl*, *d* ou *l*), soit par ClH, soit par ses générateurs $SOCl^2$ ou PCl^5, bien que tentée par divers auteurs (1), (2), n'a pas donné jusqu'ici les chlorhydrines attendues. Cette estérification semble toujours avoir conduit d'emblée aux dihalogénures de stilbène correspondants. Nous sommes parvenus à réaliser cette estérification par une voie indirecte consistant à passer par l'intermédiaire des esters sulfureux cycliques qu'on obtient bien cristallisés, l'un (F 171°), à partir de l'hydrobenzoïne (2), l'autre (F 84°), à partir de la *dl*-isohydrobenzoïne; puis à transformer ces sulfites en chlorhydrines par ClH. Pour

---

(1) Fittig et Ammann, *Lieb. Ann.*, 168, 1873, p. 73 (PCl^5 sur hydrobenzoïne); Zincke, *Ber d. chem. Ges.*, 10, 1877, p. 1002 (PCl^5 sur hydrobenzoïne et sur *dl*-isohydrobenzoïne); Weissberger et Bach, *ibid.*, 64, 1931, p. 1905 (PCl^5 sur *l*-isohydrobenzoïne).

(2) Kitasato et Sone, *ibid.*, 64, 1931, p. 1144 ($SOCl^2$ sur hydrobenzoïne).

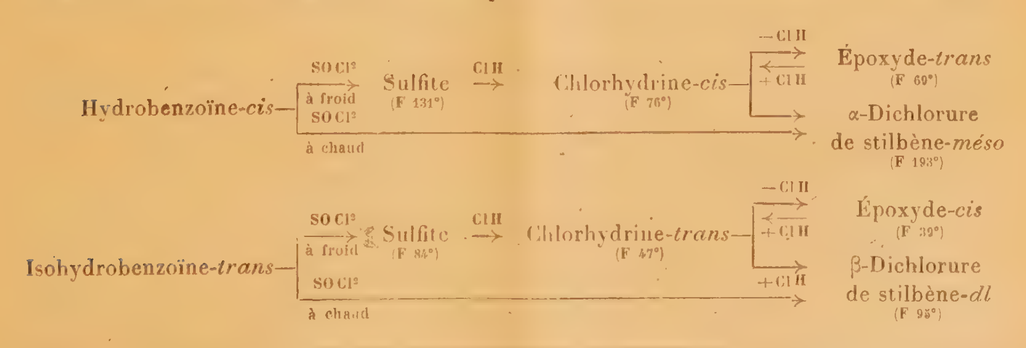
préparer les sulfites, on fait agir à froid le chlorure de thionyle en présence de pyridine sur les hydrobenzoïnes dissoutes dans le dioxane. La transformation de ces sulfites en chlorhydrines s'effectue en chauffant au bain-marie leur solution dans le dioxane qu'on additionne de la quantité théorique de gaz chlorhydrique et qu'on maintient à chaud jusqu'à libération totale du gaz sulfureux. Les chlorhydrines ainsi obtenues sont recristallisées dans le cyclohexane; elles fondent respectivement à 77° (exhydrobenzoïne-*cis*) et à 47° (ex*dl*-isohydrobenzoïne-*trans*).

Ces chlorhydrines appartiennent au type initial, savoir *cis* pour celle provenant de la *cis*-hydrobenzoïne et *trans* pour celle issue de la *dl*-isohydrobenzoïne. Il n'y a donc pas inversion de Walden, comme on l'observe généralement lorsqu'il y a remplacement d'un hydroxyle par un halogène, à moins qu'il n'y ait double inversion, une première dans la formation du sulfite et l'autre dans le passage du sulfite à la chlorhydrine.

La structure de ces deux chlorhydrines a pu être démontrée par leur transformation en époxydes en tenant compte toutefois de ce que cette réaction est toujours accompagnée d'une inversion de Walden.

C'est ainsi que la chlorhydrine érythro (*cis*), que nous avons obtenue à partir de l'hydrobenzoïne (*cis*) et que nous avons identifiée par son point de fusion (F 77°) et par son *p*-nitrobenzoate (F 103-104°) avec celle obtenue (3) par fixation de ClH sur l'oxyde de stilbène (*trans*), est transformée par la potasse en le même époxyde (*trans*) fusible à 69°.

De même la chlorhydrine thréo (*trans*), obtenue à partir de l'isohydrobenzoïne (*trans*) et qui fond à 47°, donne avec KOH un époxyde *cis*, le *dl*-oxyde d'isostilbène (F 42°) qui régénère la chlorhydrine thréo par action de ClH. Quant à l'action du pentachlorure de phosphore sur ces chlorhydrines, elle conduit aux deux dichlorures de stilbène correspondants, la chlorhydrine érythro (*cis*) au dichlorure méso (*cis*) fusible à 193° et la chlorhydrine thréo (*trans*) au *dl*-dichlorure fusible à 95°. Ainsi, dans l'estérification chlorhydrique de ces deux chlorhydrines par Cl^5P, il n'y aurait pas inversion de Walden. Toutes ces transformations peuvent être schématisées comme il suit :



(3) D. REULOS, *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 774.

Nous nous proposons, pour compléter cette étude, de préparer les deux bromhydrines correspondantes et d'examiner leur comportement non seulement avec PBr^3 mais aussi avec PCl^5.

GÉOLOGIE. — *Sur les plis de couverture.*
Note de M. **Paul Fallot**, présentée par M. Charles Jacob.

Émile Argand, en définissant les divers genres de plissements, a opposé les édifices montagneux issus de géosynclinaux et les chaînes de fond aux systèmes constitués par des *plis de couverture* dont le Jura fournirait le type classique. Si le terme qu'il a créé a connu le succès, on doit reconnaître que nulle part ne fut prouvée, en rigueur, l'indépendance des plis d'une couverture sédimentaire par rapport au *vieux bâti* qui lui sert de support. Il faudrait pour cela que l'érosion eût entamé les anticlinaux assez profondément pour révéler les rapports de cette couverture et du bâti profond. Or ce n'est le cas ni dans le Jura, ni dans les autres édifices rapportés à ce type, et toutes les coupes publiées n'ont à cet égard qu'un caractère hypothétique.

Dans la zone subalpine, le Houiller du petit *dôme* de Barles supporte, sur un Werfénien et un Muschelkalk à peine discordants, une série de Keuper et de Lias fortement écaillée ([1]). Cette disharmonie de plissement s'accompagne de l'indice d'un décollement général, puisque, vers l'Ouest, le Trias supérieur souligne le petit chevauchement bien connu entre l'Occident de Barles et Astoin (Feuille de Digne au 1/80000). Mais l'apparition du Paléozoïque au cœur du pli ([2]) montre que le bâti profond a participé au bombement de la série qu'il supporte.

Dans les Pyrénées, M. Castéras a montré que le Primaire s'est partout plissé avec son revêtement de terrains secondaires et qu'aucune des déformations analysées par lui ne répond à la définition des plis de couverture ([3]).

Dans les Chaînes ibériques, enfin, certains plis pourraient à première vue évoquer la tectonique de couverture. Néanmoins ici, l'existence du Paléozoïque au cœur des grands anticlinaux de la Sierra de Ateca et de la zone Tablada-Herrera-Montalban, montre que les terrains du bâti ont participé pour le moins à certains des plissements de cette région. On peut évidemment supposer que les plissements de la couverture secondaire se sont superposés à des accidents de fond qui sont, eux, responsables des grands anticlinaux de la série primaire : en tout cas les Chaînes ibériques ne sauraient non plus constituer un exemple démonstratif.

La notion de l'indépendance des plis de couverture par rapport à un bâti ancien est donc demeurée jusqu'ici à l'état de présomption.

Le bord septentrional du vaste dôme de Barrot (Alpes-Maritimes) semble fournir, à une échelle suffisante, la preuve que jusqu'ici les chaînes dites de couverture nous avaient refusée.

([1]) M. Gignoux, *Livre jubilaire Soc. Géol. France*, 1930, p. 354.
([2]) E. Haug, *Bull. Service carte géol. de France*, 3, n° 21, 1891, pl. II, *fig.* 1.
([3]) *Bull. Service carte géol. de France*, 37, n° 189, 1933, pp. 512-513.

Dès 1942 j'ai souligné l'indépendance des plis de la série médio et supratriasique par rapport au Permien de ce large massif (4). Des observations précises, consignées ici même par M. Bordet (5), permettent de démontrer la validité de la conception d'Argand.

Sur le grand dôme dessiné par le Permien et le Werfénien qui en est solidaire, la série de couverture comporte, à sa base, des alternances de dolomies, calcaires et cargneules du Muschelkalk et du Keuper, puis une succession de dépôts, continue du Lias au Crétacé. Des recherches de M. Bordet, il résulte que dans une zone allongée du Var, à l'est du Cians, et sur une largeur de plus de 6km, on peut *voir* le Trias moyen et supérieur, mécaniquement indépendant de son substratum, et affecté de plis serrés, déversés au Sud-Ouest, les uns inclinés à 30°, les autres couchés jusqu'à l'horizontale. Le Lias, qui est demeuré presque inerte sur ces replis aux alentours du Sapet, les a par contre épousés dans la région de Courbaissa et du col de Raton.

Plus au Nord, j'ai pu observer que, dans les vallées du Tuébi et de l'Aygue Blanche, le Trias est encore affecté de dislocations accusées. La série jurassique, si elle ne les suit pas toutes, n'en comporte pas moins quelques plis bien marqués. Le principal est l'anticlinal de la Tête de la Ciarnaja, prolongé vers l'Est par le Nord de La Lampierre, jusqu'à la Tête de Ciamia. Un autre anticlinal, plus élargi et plus court, coupé par le Vallon de Cullasse, le double plus au Nord.

Vers l'Ouest, certains des plis déversés du Trias étudiés par M. Bordet se redressent, se serrent, dans le Mont Ricciarmet, pour disparaître, plus à l'Ouest encore, sous la série secondaire du Mont Saint-Honorat. Celle-ci n'a suivi qu'insensiblement les dislocations du Trias et conserve l'aspect d'un ensemble fort peu disloqué.

Ainsi, sur un front de près de 13km et une largeur de 5 à 10km, la région montre, entre un Permo-Werfénien doucement bombé et le complexe jurassique déformé en grandes masses, un Trias moyen et supérieur très fortement plissé : cas grandiose de disharmonie de plissement qui enfle à près de 1000m de puissance tectonique une série triasique qui atteint à peine 150 à 200m de puissance sédimentaire.

De telles dislocations n'ont pu se développer qu'au prix du décollement complet de la série triasique et de son libre glissement sur le Permo-Werfénien, solidaire du bâti profond inerte.

Ce n'est pas là un style proprement jurassien, puisque les couches superficielles de la série n'ont que localement suivi les dislocations du Trias. Mais par leur allure et leur échelle, par l'étendue de la zone où s'observent leurs contacts, les accidents de la bordure du dôme de Barrot suffisent à démontrer que la série de couverture s'est plissée d'une façon complètement indépendante de son substratum.

Du point de vue de la tectonique générale, la notion, jusqu'ici toute théorique, de plis de couverture, se trouve donc vérifiée dans un cas concret.

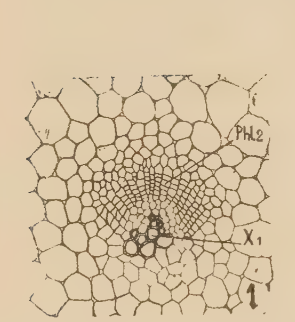
(4) P. FALLOT, *Comptes rendus des Collaborateurs pour la Campagne de* 1942 (*Ibid.*, 1942, sous presse).

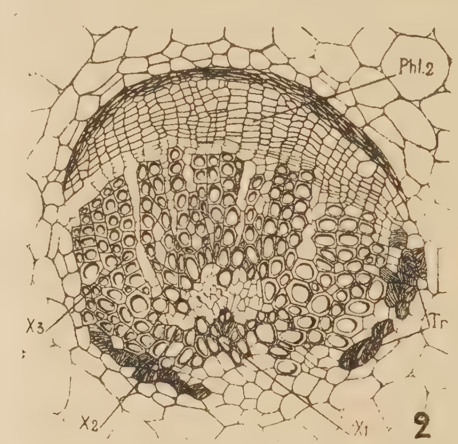
(5) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 485.

ANATOMIE VÉGÉTALE COMPARÉE. — *Ontogénie du faisceau diploxylé de la feuille du* Cycas circinalis *et ses conséquences pour la phylogénie des Cycadées.* Note (¹) de M. **Édouard Boureau**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Se basant sur les travaux de Mettenius ou sur les observations plus récentes de chercheurs qui n'ont étudié que les organes foliaires adultes, on enseigne trop souvent que les vaisseaux de la feuille des Cycadées sont groupés en faisceaux toujours diploxylés possédant une partie de xylème centripète et une partie de xylème centrifuge superposée à un faisceau de liber secondaire.

Or l'ontogénie vasculaire de la feuille du *Cycas circinalis* est parfaitement





Cycas circinalis. — Coupe transversale d'un faisceau de la base du pétiole d'une feuille jeune (*fig.* 1) et d'une feuille âgée (*fig.* 2). X1, xylème centripète; X2, xylème intermédiaire; X3, xylème superposé; Phl 2, phloème secondaire; Tr, tissu de transfusion.

conforme à ce que l'on sait de l'évolution des faisceaux mésarches (²). Dans une très jeune feuille, le xylème centripète est seul représenté de la base du rachis à l'extrémité des pinnules encore circinées. Aucun élément de xylème centrifuge n'existe à ce stade. Ce n'est que dans une feuille plus âgée que l'on trouve les formations superposées au liber.

On ne peut donc plus considérer la portion centripète du faisceau diploxylé comme une partie à apparition tardive, puisqu'elle apparaît en premier lieu au cours de l'ontogénie vasculaire, ni comme une formation surajoutée à l'appareil conducteur typique, puisque celui-ci serait inexistant dans une jeune feuille. On ne peut pas non plus séparer les espèces fossiles en se basant sur le fait que le faisceau foliaire n'a que du xylème centripète ou qu'il est complètement mésarche.

En attribuant, conformément aux données de l'ontogénie, au xylème centripète foliaire la même signification qu'à celui de la racine, on pourrait croire

---

(¹) Séance du 13 décembre 1943.

(²) Édouard Boureau, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 11ᵉ série, 1, 1939, p. 72, *fig.* 43.

que la loi de l'accélération basifuge se trouve en défaut [3], puisque ce xylème centripète n'existe pas dans la tige.

On sait en effet que dans d'autres plantes vasculaires (Gymnospermes supérieures Conifères, Gnétales; Angiospermes), le faisceau conducteur foliaire contient toujours des éléments plus évolués que ceux de la tige et, partant, que ceux de la racine. Or ici l'appareil conducteur de la feuille jeune est dépourvu des formations secondaires qui caractérisent exclusivement la tige.

C'est que, dans les Gymnospermes inférieures, comme dans les Fougères à l'émission de nouvelles frondes, l'appareil conducteur recommence son ontogénie chaque fois qu'apparaît une feuille nouvelle.

Les vaisseaux de la tige constituent, dans *Cycas circinalis*, des éléments de raccord entre les systèmes vasculaires des feuilles et ceux des phyllorhizes primordiales où les formations ligneuses centripètes cotylédonaires sont en continuité directe avec les pôles alternes de la racine [4]. Dans le *Cycas circinalis*, l'accélération évolutive locale considérable qui caractérise la tige se manifeste également à la base du pétiole des feuilles âgées, pouvant faire croire à une accélération basipète dans cette région, lorsque l'on s'élève vers l'extrémité. Mais, dans les feuilles jeunes, le xylème centripète est seul représenté, comme dans certains *Myeloxylon* et dans *Benettites Scottii* [5], et les autres phases lui succèdent dans l'ordre habituel.

Le faisceau foliaire mésarche de *Cycas circinalis* diffère donc du faisceau annulaire de l'extrémité cotylédonaire de *Libocedrus decurrens* [6] et de *Araucaria imbricata* [7], où la portion centripète est visiblement constituée par du tissu de transfusion n'obéissant pas à la loi de l'évolution vasculaire et qui est sans continuité, dans une même phyllorhize, avec le xylème centripète de racine. Ici, on peut considérer ce tissu de transfusion comme une *résurgence* du xylème centripète disparu au cours de l'évolution; sa réapparition semble subordonnée à des influences d'ordre physiologique. Le faisceau mésarche foliaire de *C. circinalis* se rapproche, par contre, du faisceau annulaire pseudo-excentrique de l'hypocotyle de ces mêmes espèces. La comparaison classique des faisceaux foliaires de *Lyginopteris oldhamia* et de *Stangeria paradoxa* semble aussi justifiée qu'avec les faisceaux pseudo-excentriques de l'hypocotyle de *Libocedrus decurrens*, de *Araucaria imbricata* ou de *Cycas circinalis*, car leur ontogénie s'effectue de la même façon.

On voit que les Gymnospermes primitives, Ptéridospermées, Benettitales,

---

(3) ALBINA MESSERI, *N. Giorn. Bot. Ital.*, n. s., 37, 1930 et 39, 1932.

(4) HENRI MATTE, *Mém. Soc. Lin. Normandie*, 22, 2e série, 6, pp. 1-233.

(5) Miss STOPÈS, *Journ. of Linn. Soc. Bot.*, 44, 1920, p. 483.

(6) ÉDOUARD BOUREAU, *Comptes rendus*, 216, 1943, pp. 186-188.

(7) ÉDOUARD BOUREAU, *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 546.

Cycadales, possèdent dans leur structure des caractères filicéens bien marqués, qui viennent s'ajouter à ceux qu'un simple examen morphologique peut mettre en évidence, comme le découpage du limbe foliaire, dans ces groupes inférieurs.

GÉNÉTIQUE. — *Transformation d'un hybride stérile* Nicotiana suaveolens *Lehm.* ($n = 16$) $\times$ N. glutinosa *L.* ($n = 12$), *en hybride fertile par l'action de la colchicine*. Note de Mlle **Aline Dusseau**, MM. **Henri Hitier** et **Alexandre Fardy**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Les espèces *Nicotiana suaveolens* Lehm. et *N. glutinosa* sont, l'une d'origine australienne, l'autre d'origine américaine, génotypiquement et phénotypiquement très dissemblables.

N. suaveolens à $n = 16$ chromosomes est une plante herbacée, à feuilles presque sessiles, étroites, allongées, pointues, ondulées, d'un vert foncé et luisant, rassemblées à la base; ses tiges sont presques nues, presque glabres, l'inflorescence lâche, ramifiée. Les fleurs, de 5 à 6^cm de longueur, à corolle tubulaire d'un vert jaunâtre, légèrement pigmentées de pourpre, ont le limbe intérieurement blanc, à lobes arrondis. Les capsules ovoïdes, allongées, presque aussi longues que le calice, renferment 300 à 400 graines.

N. glutinosa à $n = 12$ chromosomes est aussi une plante herbacée mais très glutineuse, à tige très velue, se divisant en grappes multiflores; les feuilles sont nettement pétiolées, cordiformes. La fleur courte (3^cm), zygomorphe, à corolle d'un rouge jaunâtre à tube élargi et incurvé vers le haut, offre un limbe à lobes ovales lancéolés, à pli médian. Les capsules ovoïdes, obtuses, enfermées dans le calice, contiennent approximativement 1000 à 1200 graines.

L'hybride *suaveolens* $\times$ *glutinosa* F_1 ($2n = 16 + 12 = 28$) est phénotypiquement intermédiaire, à feuilles cordiformes et pétiolées comme celles du parent *glutinosa*, mais ondulées et de couleur vert foncé luisant comme celles de *suaveolens*. C'est une plante décorative, abondamment ramifiée et très florifère, à floraison très prolongée. Les fleurs, de taille intermédiaire, ont une forme voisine de celle de *suaveolens*, mais à tube plus élargi et légèrement incurvé vers le haut, de couleur jaune pourpre; le limbe a des lobes arrondis de couleur rouge violacé clair. L'hybride est totalement stérile. Cette stérilité est due aux dissemblances des deux génômes parentaux dont les chromosomes ne peuvent s'accoupler; au stade de la métaphase hétérotypique, les 16 chromosomes de *suaveolens* et les 12 chromosomes de *glutinosa* sont dispersés le long du fuseau; à l'anaphase la plupart se dirigent au hasard vers les pôles, d'autres demeurent *stationnaires*; il s'ensuit la formation de métaphases homéotypiques à nombres variables par exemple 14 et 12, + 2 retardataires dans le cytoplasme, $16 + 11 + 1$, $18 + 9 + 1$, etc.; dans le cas où les chromosomes retardataires font défaut, les combinaisons les plus fréquentes sont $14 + 14$, $13 + 15$, $16 + 12$. Les anaphases homéotypiques se caractérisent aussi par la présence de

retardataires. Toutes ces irrégularités aboutissent à la formation de tétraspores dont la garniture chromosomique, associant des chromosomes des deux parents, est numériquement et aussi qualitativement déséquilibrée; ces tétraspores dégénèrent et donnent des grains de pollen réduits à leurs téguments.

Le traitement des jeunes plantules de cet hybride, au stade de deux cotylédons, par une solution de colchicine additionnée de 2 % de méthylcellulose, nous a donné six pieds amphidiploïdes fertiles. Ces pieds fertiles présentent une floraison plus tardive et fleurissent moins abondamment que les pieds normaux. Les feuilles sont plus rugueuses; les fleurs plus grandes ont une pigmentation rouge violacé plus intense. Le calice est plus épais, les étamines sont plus longues, à anthères développées remplies de bon pollen. Les capsules ovoïdes, de taille et de forme intermédiaires entre celles des parents, contiennent approximativement 100 à 150 bonnes graines.

Le comportement méiotique des amphidiploïdes est très régulier : au stade de la métaphase hétérotypique, les chromosomes se groupent dans le plan équatorial et forment 28_{II}, soit 16_{II} d'origine *suaveolens* et 12_{II} d'origine *glutinosa* : l'autosyndèse est donc rigoureuse; il s'ensuit à l'anaphase hétérotypique une répartition équitable de chromosomes vers les pôles, la constitution des M_{II} du type $28+28$ et la formation de tétraspores à caryotype équilibré. Le pourcentage de bon pollen est très élevé (99 %).

Le comportement méiotique de cet hybride amphidiploïde obtenu expérimentalement est donc comparable à celui d'une espèce pure; il reste à voir quel sera celui de la descendance.

ENTOMOLOGIE APPLIQUÉE. — *L'influence du climat et de la variété de Pommes de terre sur l'évolution du Doryphore.* Note de M. **René Herpin**, présentée par M. Maurice Caullery.

Des recherches entreprises en 1942 et 1943 sur la biologie du Doryphore (*Leptinotarsa decemlineata* Say) nous ont montré que l'évolution annuelle de ce Coléoptère dépend non seulement du climat, mais aussi de la variété de la Pomme de terre attaquée.

Les observations ont été faites d'une part à Tourlaville, dans la banlieue Est de Cherbourg, d'autre part sur la côte Ouest du département de la Manche, dans les communes de Hauteville, Annoville et Lingreville, situées entre Coutances et Granville.

Une certaine différence de climat existe entre la première région, exposée au nord, et la seconde, non seulement plus méridionale, mais recevant les vents du Sud-Ouest. Cette différence est accusée par une avance de la végétation sur la côte Ouest.

A Tourlaville on cultive surtout des variétés précoces, mûres à la mi-juin, aussi des demi-précoces récoltées vers la mi-juillet et, certaines années, des demi-tardives, dont

l'arrachage s'effectue en fin août ou début de septembre. Les insectes parfaits ayant hiverné sortent de terre vers le 15 mai et pondent au début de juin; les larves apparaissent une quinzaine plus tard et les adultes de nouvelle génération seulement au début d'août. Ils persistent, *sans pondre*, jusqu'au début de septembre, date de l'arrachage des dernières Pommes de terre, époque où ils commencent leur hibernation. Il n'y a donc qu'*une seule génération par an*. Il y a lieu aussi de remarquer que les pontes sont exceptionnelles sur les variétés précoces; seules les demi-précoces et les demi-tardives sont attaquées.

Sur la côte Ouest, il faut distinguer deux cas : celui de Lingreville, où se cultivent des demi-tardives se récoltant vers la mi-août et celui d'Hauteville et Annoville, où l'on ne trouve que des tardives, mûres seulement dans la première quinzaine d'octobre.

A Lingreville l'hibernation prend fin au début de mai; les larves apparaissent au début de juin et les adultes vers la mi-juillet. Ce fait est en rapport évident avec la différence de climat, car la précocité un peu moins grande des variétés cultivées à Lingreville ne pourrait être qu'une cause de retard. Cette avance du développement, jointe au fait qu'en juillet les variétés cultivées en cette localité sont encore en pleine végétation, explique l'existence d'une ponte des insectes parfaits de nouvelle génération, se produisant au début d'août. Mais l'éclosion survenant au moment de l'arrachage, les larves se trouvent pour la plupart arrêtées dans leur développement.

A Hauteville et Annoville les choses se passent tout autrement et le fait est d'autant plus remarquable que les champs de ces deux communes présentent avec ceux de Lingreville la plus grande analogie dans la constitution du sol (sablonneux) et dans l'exposition, terrain découvert, à faible pente orientée vers l'Ouest. Dans ces communes, la plantation des tubercules se faisant en mai et la levée au début de juin, l'invasion des nouveaux champs est, par le fait même, retardée : le 11 juin dernier, alors que les champs de Lingreville montrent déjà de petites et moyennes larves, ceux d'Hauteville n'avaient que des insectes parfaits en accouplement et des pontes. Le 23 juillet, le retard était rattrapé et les champs des trois communes présentaient des adultes de nouvelle génération en accouplement. Le 7 août, il y avait des pontes; le 2 septembre, beaucoup de larves et peu d'adultes, et le 4 octobre, beaucoup d'adultes et encore quelques grosses larves. La seconde génération s'était donc complètement développée.

De nos recherches il résulte donc :

1° qu'il n'y a de ponte que sur les Pommes de terre dont la végétation n'est pas trop avancée;

2° que, sur la côte Nord du Cotentin, il n'y a qu'une seule génération par an, parce que le peu de chaleur du climat retarde la sortie des hibernants et l'évolution de la nouvelle génération, qui n'arrive à la maturité sexuelle qu'à une époque où la végétation des variétés cultivées est déjà très avancée;

3° que sur la côte Ouest la plus grande chaleur amène une évolution plus rapide de l'insecte, rendant possible la ponte des adultes de nouvelle génération; toutefois la génération d'été ne peut arriver à son complet développement que sur les variétés tardives, dont la maturité ne survient qu'en octobre.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur la diffusion du lithium chez les végétaux.* Note [1] de M. **Didier Bertrand**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

C'est Grandeau [2] qui signale le premier la présence du lithium dans un matériel d'origine biologique. Cet auteur le trouve spectroscopiquement dans deux cas sur 8 végétaux examinés. Puis Truchot [3] le trouve dans le Colza et le tabac en 1874 et Tchermak [4] dans quelques végétaux en 1899. Mais il faut attendre un peu plus près de nous, en 1914, pour que Trætta-Mosca [5] confirme sa présence dans les cendres de tabac. Trois ans après, Robinson, Steinkœnig et Miller [6] le recherchent par une méthode semi-quantitative et le trouvent dans toutes les plantes qu'ils examinent, soit 28; leurs chiffres varient de 0,1 à 0,3, exceptionnellement 3^{mg},6 par kilogramme de végétal sec. Headden [7] le signale à nouveau dans la Luzerne et le Tabac, puis Keilholz [8], toujours par spectrographie, dans six espèces de graines. Lualkati et Oliveros-Belardo [9] l'indiquent comme présent dans une plante des Philippines, et enfin Kent [10] le dose dans du blé, du céleri, de la tomate, par la technique spectrale de flamme de Ramage.

Voulant étendre ces résultats et surtout préciser les notions quantitatives, j'ai utilisé une méthode mixte, chimique et spectrographique de dosage du lithium spécialement mise au point pour le dosage de cet élément dans un matériel d'origine biologique [11]. Cette méthode, qui est basée sur une précipitation des alcalinoterreux sous forme de phosphates, de l'excès de phosphates et de sulfates par le chlorure de plomb, du plomb par l'hydrogène sulfuré, l'élimination de l'ammonium par la chaleur. Enfin l'examen du mélange alcalin restant par un procédé dérivé de la technique spectrographique de Gabriel Bertrand, Didier Bertrand et C. Courty, permet de trouver et de doser le lithium jusqu'à la quantité minimum de 0,01 millième de milligramme, avec une erreur de seulement quelques centièmes pour des quantités de métal supérieures à 0,2 millième de milligramme. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-après et sont rapportés à la matière sèche à 105°. Toutes les Phanérogames ont été recueillies à la floraison.

---

(1) Séance du 13 décembre 1943.
(2) *Ann. Chim. Phys.*, 67, 1863, p. 155.
(3) *Comptes rendus*, 78, 1874, p. 1024.
(4) *Ann. Agr.*, 27, 1901, p. 150.
(5) *Gaz. Chim. Ital.*, 43, 1914, p. 437.
(6) *U. S. Dept. Agr. Bull.*, 600, 1917.
(7) *Col. Agr. Expt. St.*, 267, 1921.
(8) *Pharm. Weekblad*, 58, 1921, p. 1482.
(9) *Rev. Filipina med. farm.*, 29, 1935, p. 259.
(10) *J. Soc. Chem. Ind.*, 59, 1940, p. 148.
(11) La méthode sera exposée en détail dans un autre Mémoire.

	% sec.	Lithium en mg/K sec.
Cryptogames.		
Aspergillus niger	16,5	0,09
Boletus chrysenteron	10,5	0,13
Levure de boulangerie	–	0,31
Fougère à l'aigle	31	0,39
Collybia fusipes	10,58	0,44
Russula queleti	11,24	0,90
Amanita citrina	3,93	1,45
Fucus vesiculosus	–	1,47
Boletus leucophæus	9,35	1,70
Tricholoma cnista	8,1	1,76
Ulva latissima	21,8	2,35
Salicornia radicans	12,18	4,48
Phanérogames.		
Lis (pollen)	–	0,09
Café (graines)	–	0,13
Haricot (graines)	–	0,14
Orobanche	8,9	0,20
Soja Tokio noir (aér.)	18,8	0,20
Oignon (pousse)	13,8	0,30
Carotte sauvage (aér.)	23,1	0,32
Pin (aiguilles)	32,5	0,37
Fenouil (aér.)	19,3	0,46
Carotte sauvage (rac.)	3,7	0,48
Pomme de terre (tuber.)	29,5	0,52
Sarrazin (aér.)	20,0	0,62
Pivoine (aér.)	16,5	0,62
Lis (tige)	18,75	0,62
Poireau (part. verte)	12,45	0,64
Betterave four. (rac.)	9,9	0,71
Monotropa hypopites	16,5	0,74
Figuier (feuilles)	23,5	0,76
Lis (ovaires)	12,6	0,78
Haricot (part. aér.)	18,2	0,80
Lis (anthères)	–	0,97
Maïs (aér.)	12,1	1,15
Soja Tokio noir (rac.)	17,4	1,55
Oseille (feuilles)	9,64	1,83
Marronnier (feuilles)	24,2	1,87
Lupin blanc (rac.)	30,3	1,93
Chelidoine (aér.)	17,9	2,12
Lis (feuilles)	12	2,16
Lis (pétales)	10,25	2,52
Radis rose (rac.)	6,75	2,53
Sinapsis arvensis (aér.)	12,6	2,55
Colza (aér.)	8,9	2,77
Persil (entier)	11	2,88
Pomme de terre (aér.)	9,22	3,33
Pissenlit (feuilles)	13,8	3,65
Souci (aér.)	15,3	3,9
Ricin commun (feuilles)	13,45	4,06
Mauve (aér.)	11,8	5,54
Radis rose (aér.)	8,55	5,8
Tabac du paysan (aér.)	9,02	7,14
Laitues (part. vertes)	6,2	7,9
Tabac à fumer	–	9,1

Conclusions. — Le lithium a été trouvé sans exception dans les 54 échantillons analysés portant sur 43 espèces végétales. Les chiffres varient de 0,09 à 4^{mg},48 par kilogramme sec pour les Cryptogames et de 0,095 à 9,1 pour les Phanérogames étudiées; ce dernier chiffre étant exceptionnel. La moyenne générale est de 1^{mg},29 par kilogramme sec pour les Cryptogames et de 2,06 pour les Phanérogames, chiffres bien supérieurs à ceux de Robinson, Steinkœnig et Miller. Cette différence s'explique facilement, la technique utilisée par ces derniers auteurs étant non seulement semi-quantitative, mais encore sujette à des erreurs importantes. Il semble que la racine soit nettement plus riche que la partie aérienne, le radis cultivé faisant exception. L'étude de la répartition du lithium dans les diverses parties aériennes du Lis montre que dans cette plante le pollen est très pauvre, que la tige, les ovaires et les anthères sont d'une teneur comparable, alors que les feuilles et les pétales sont de 2 à 2,5 fois plus riches.

PATHOLOGIE ANIMALE. — *Une nouvelle maladie du Cheval, l'anaplasmose et son parasite causal,* Anaplasma equi, *n. sp.* Note de M. **Abel Brion**, présentée par M. Emmanuel Leclainche.

Depuis 1941, surtout dans la période allant de juin à décembre, une maladie sévit sur les Chevaux de la Haute-Savoie, différente de toute entité morbide connue.

Elle est essentiellement caractérisée par des accès thermiques, durant de 3 à 7 jours, espacés les uns des autres par des périodes de 1 à 4 semaines, au cours desquelles le sujet a toutes les apparences d'une parfaite santé et peut effectuer les travaux les plus pénibles. Au cours des crises, qui débutent brusquement, sans aucun prodrome, les symptômes qui attirent l'attention sont l'état de prostration extrême, la difficulté du déplacement, le chancellement du train de derrière. Les muqueuses sont subictériques; l'urine renferme de l'albumine, de petites quantités de bilirubine, pas d'hémoglobine ni de sels biliaires. La température, qui atteint et dépasse 40° dès le premier jour, reste aussi élevée pendant 2 ou 3 jours, puis redevient normale, progressivement ou brusquement. L'évolution des accès n'est influencée par aucun des médicaments essayés jusqu'ici : sulfamidés, propidon, gonacrine, zothélone, novarsénobenzol, naganol, trypoxyl, stovarsol. Les récidives ne sont pas empêchées. Une anémie légère, mais non constante, peut être notée pendant l'accès; le temps de saignement est augmenté, celui de la coagulation à peine allongé; les hématies présentent le phénomène de l'isoagglutination; la réaction de Fulton et la formolgélification sont négatives. L'urée sanguine oscille entre $0^g,25$ et $0^g,50$ par litre. Il n'y a pas d'hématies nucléées, ni de poïkilocytose, ni de polychromatophilie. Le nombre des accès est très variable : on en compte de 1 à 10, la mort pouvant se produire dès le premier. En cas de guérison, la disparition des accès n'est annoncée par aucun signe, le dernier ne différant pas des précédents. La mortalité est difficile à évaluer, parce que les propriétaires, avertis du danger, n'attendent pas une issue fatale, mais vendent leurs animaux ou les envoient à l'abattoir. A l'autopsie, on ne remarque aucune lésion caractéristique.

Cette maladie n'est, en raison de sa symptomatologie, de son évolution, des échecs thérapeutiques, ni l'anémie infectieuse, ni la fièvre typhoïde, ni une piroplasmose.

Nous n'avons jamais pu isoler de microbe, en aérobiose ni en anaérobiose, du sang, du foie, de la rate ou de la moelle osseuse.

Par contre, au moment des accès, nous avons mis en évidence, dans certaines hématies, un, et parfois deux corpuscules coccoïdes, homogènes, colorés uniformément et intensément en bleu violacé par le May-Grünwald-Giemsa, siégeant de préférence vers le bord des globules, quoiqu'on puisse en voir au centre. Leur diamètre est de $0^\mu,5$ à $0^\mu,7$ pour la plupart. Les corpuscules en bipartition sont accolés l'un à l'autre et peuvent être plus petits ($0^\mu,3$ à $0^\mu,5$). Nous n'avons jamais vu de piroplasme ni de nuttalia.

Pour différencier ces corpuscules des corps de Jolly, nous avons prélevé du sang sur un malade, au 3e jour de son 3e accès. Le sang a été défibriné, puis centrifugé. Les globules de 50^{cm^3} de sang ont été mis en suspension en sérum physiologique, puis injectés dans la

veine d'un cheval âgé, en bon état de santé. Aucun phénomène n'est observé dans les jours qui suivent. Au 24e jour, le cheval présente de la prostration, ses muqueuses sont subictériques, son urine renferme de l'albumine, des traces de bilirubine, pas d'hémoglobine ni de sels biliaires. Le sujet, rapidement très abattu, et peu résistant en raison de son âge, se couche pour ne plus se relever. La température, qui s'était élevée d'un degré, se met en hypothermie et le sujet meurt le quatrième jour. Le sang, prélevé au deuxième jour, montre, en quantité importante, les mêmes corpuscules ronds déjà vus sur les animaux atteints de la maladie naturelle.

Les caractères morphologiques et tinctoriaux de ces corpuscules, leur transmissibilité par injection de globules au cheval sain, nous autorisent à conclure que nous avons affaire à un Anaplasme. La maladie qu'il détermine se rapproche par beaucoup de points de l'Anaplasmose des ruminants : période d'incubation de 15 à 30 jours, apparition saisonnière en raison de la nécessité d'un hôte transmetteur (Tique), évolution par accès, possibilité de la guérison apparente avec état de prémunisation, absence d'hémoglobinurie, inefficacité des médicaments piroplasmicides,

La maladie doit donc s'appeler *anaplasmose du Cheval*. Elle a seulement été rencontrée jusqu'à présent au Turkestan russe par Yakimoff et Koselkine qui lui consacrent cette simple phrase : « Nous avons observé l'anaplasmose sur deux chevaux, une fois associée avec *Nuttalia equi*, et l'autre fois pure » (1). Encore n'est-il pas sûr que ces auteurs, qui n'ont décrit ni la maladie, ni le parasite, n'aient pas vu des formes anaplasmoïdes de *Nuttalia equi*, étudiées par Carpano (2) et déjà vues par Balfour (3).

L'anaplasmose du Cheval, nouvelle entité morbide, est due à un Hématozoaire endoglobulaire, dont nous donnons plus haut la diagnose et auquel nous attribuons le nom de *Anaplasma equi*, n. sp.

La séance est levée à 16h30m.

A. Lx.

---

(1) *Bull. Soc. Path. Exot,*, 10, 1917, p. 311.
(2) *Ann. Parasit. hum. et comp.*, 8, 1930, pp. 231-239.
(3) *Jour. of Comp. Path.*, 24, 1911, p. 44.

ERRATA.

—

(Séance du 11 octobre 1943.)

Note de M. *Rodolphe Viallard*, Sur l'estimation, en phase gazeuse, des isotopes de l'hydrogène et de leurs formes allotropiques :

Page 350, ligne 20, *au lieu de* et de leur mélange, *lire* et leur mélange.

Page 351, ligne 13, *au lieu de* 75 % p-H^2, 25 % o-H^2, *lire* 75 % o-H^2, 25 % p-H^2; igne 21, supprimer la barre de fraction devant la parenthèse.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE DÉCEMBRE 1943.

La forêt du Gabon, par HENRI HEITZ. Paris, Larose, 1943; 1 vol. 25^{cm},5 (présentée par M. A. Chevalier).

Catalogue raisonné et descriptif des Collections d'ostéologie du Service d'anatomie comparée du Muséum national d'histoire naturelle, par MADELEINE FRIANT. *Mammifères.* Fascicule II. *Insectivora.* — A. *Insectivora vera.* Sous-fascicule I. — *Erinaceidæ.* Paris, Masson et Cie, 1943; 1 fasc. 24^{cm}.

L'avenir de la science. 18. *Des Orchidées à la Pomme de terre. Essai sur la symbiose*, par JOSEPH MAGROU. Paris, Galimard, 1943; 1 vol. 20^{cm} (présenté par M. E. Leclainche).

Publications scientifiques et techniques de la Direction des industries aéronautiques. *Recherches théoriques et expérimentales sur les oscillations de l'eau dans les chambres d'équilibre*, par LÉOPOLD ESCANDE. Paris, Ed. Blondel La Rougery et Gauthier-Villars, 1943; 1 vol. 27^{cm}.

Hydraulique générale, par LÉOPOLD ESCANDE. Tome III. Toulouse, Édouard Privat, 1943; 1 vol. 24^{cm}.

Que sais-je? *Le parasitisme*, par LOUIS GALLIEN. Paris, Presses universitaires, 1943; 1 vol. 17^{cm},5 (présenté par M. M. Caullery).

Faune de l'Empire français. II. *Mammifères ongulés de l'Afrique noire.* Première partie. *Familles des Bovidés (Buffles, Antilopes, Gazelles)*, par PAUL RODE. Paris, Librairie Larose, 1943; 1 vol. 28^{cm},5 (présenté par M. L. Fage).

FIN DU TOME DEUX-CENT-DIX-SEPTIÈME.